

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

MÉMOIRE

PRÉSENTÉ A

L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC A TROIS-RIVIÈRES

COMME EXIGENCE PARTIELLE

DE LA MAITRISE ES SCIENCES (PHYSIQUE)

PAR

JEAN DUBÉ, B. Sp. Sc. (PHYSIQUE)

DIFFUSION D'UN EFFLUENT THERMIQUE

Université du Québec à Trois-Rivières

Service de la bibliothèque

Avertissement

L'auteur de ce mémoire ou de cette thèse a autorisé l'Université du Québec à Trois-Rivières à diffuser, à des fins non lucratives, une copie de son mémoire ou de sa thèse.

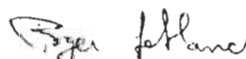
Cette diffusion n'entraîne pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits de propriété intellectuelle, incluant le droit d'auteur, sur ce mémoire ou cette thèse. Notamment, la reproduction ou la publication de la totalité ou d'une partie importante de ce mémoire ou de cette thèse requiert son autorisation.

RÉSUMÉ

Les centrales nucléaires rejettent des quantités appréciables d'eau chauffée dans les rivières. Il est nécessaire de connaître les conséquences de ces rejets sur l'environnement. Dans le but de connaître la distribution et l'importance de ces rejets, nous avons élaboré un modèle pour le cas particulier de la centrale nucléaire de Gentilly.

Nous avons introduit les notions de limites d'étendue et de température de même que celles de conditions de rejet pessimistes et moyennes. Nous avons discuté des limitations du modèle, appliqué au cas de Gentilly. Nous l'avons comparé à une maquette et à une étude de dilution.

Jean Dubé


Roger M. Leblanc

A Micheline, à ma mère et à la mémoire
de mon père, en témoignage de gratitude et
d'amour pour ce qui suit.

REMERCIEMENTS

Mes plus sincères remerciements vont aux professeurs, techniciens et étudiants rattachés au groupe de recherche THERMOPOL de l'Université du Québec à Trois-Rivières.

J'adresse ma plus profonde gratitude aux membres du département de Biologie et de Physique de la Santé de l'Energie Atomique du Canada Limitée pour les encouragements soutenus tout au long de ce travail.

Je suis très reconnaissant au Service de Radioprotection de la direction Santé de l'Hydro-Québec pour le temps accordé à la rédaction de ce mémoire.

Merci sincère au Docteur R. M. Leblanc pour ses conseils judicieux.

TABLE DES MATIÈRES

Liste des figures	vii
Liste des tableaux	ix
Liste des symboles	x
Avant-Propos	2
<u>Chapitre premier: CONCEPTS DE MODÈLES: PRINCIPES GÉNÉRAUX</u>	
1.1 Les modèles physiques	7
1.2 Les modèles analogiques	10
1.3 Les modèles mathématiques	12
<u>Chapitre deuxième: QUELQUES NOTIONS THÉORIQUES</u>	
2.1 Equations fondamentales de l'hydraulique	14
2.1.1 Notions de base	14
2.1.2 Débit. Equation de continuité	16
2.1.3 Equation de Bernoulli pour un filet de liquide parfait	19
2.1.4 Equation de Bernoulli pour un courant réel	26
2.1.5 Pertes de charges	30
2.2 Principe d'Archimède et flottabilité	31
2.3 Echanges de chaleur à l'interface eau - air	33
2.3.1 Radiation solaire	33
2.3.2 Radiation de longueur d'onde élevée (700 à 1000 nm) ..	35
2.3.3 Evaporation	36
2.3.4 Conduction	37
2.3.5 Advection	37

Chapitre troisième: PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX DU MILIEU RÉEL

3.1	Choix du site	40
3.1.1	Centrale nucléaire Gentilly I	40
3.1.2	Caractéristiques du rejet de la centrale nucléaire Gentilly I	42
3.2	Considérations cinétiques	50
3.2.1	Distribution cinétique	50
3.2.2	Système de références	50
3.2.3	Section d'intérêts	54
3.3	Considérations sur l'énergie potentielle	58
3.3.1	Introduction	58
3.3.2	Energie potentielle de position	58
3.3.3	Energie potentielle de pression	60
3.3.4	Débit maximum	62
3.4	Considérations sur le bilan thermique initial	64
3.4.1	Distribution thermique initiale ou bilan biologique ...	64
3.4.2	Distribution thermique sans fonctionnement	66
3.4.3	Contribution thermique de la centrale nucléaire	66
3.5	Considérations générales	68

Chapitre quatrième: PRÉSENTATION DU MODELE

4.1	Introduction	70
4.2	Présentation du problème	71
4.3	Ebauche de la solution idéale	73
4.4	Formulation de la solution idéale	74
4.5	Considérations générales	76
4.5.1	Entraînement	76
4.5.2	Diffusion turbulente	77
4.5.3	Echanges de chaleur avec la surface	78

4.6	Considérations mathématiques	80
4.7	Modèle mathématique	83
4.7.1	Schéma de fonctionnement	83
4.7.2	Délimitation des conditions réelles de rejet	85
4.7.3	Distribution énergétique de chaque section d'intérêts .	90
4.7.4	Distribution énergétique pour chaque section d'inté- rêts et sommaire	94
4.8	Limitations de l'approche mathématique	98
<u>Chapitre cinquième: AUTRES MODÈLES A GENTILLY</u>		
5.1	Modèle physique de dilution	101
5.1.1	Technique de mesure et conclusion	101
5.1.2	Points de divergence avec notre modèle	103
5.2	Modèle physique sur maquette	104
5.2.1	Règles de similitude pour un rejet chauffé	104
5.2.2	Modèle physique inhérent au rejet chaud à Gentilly	109
5.2.3	Cause de divergence de la thermographie sur modèle physique	111
<u>Chapitre sixième: CONCLUSION</u>		
Bibliographie		114

LISTE DES FIGURES

1	Description du problème	3
2	Notions de veine et de filet liquides	17
3	Relation entre la pression et la vitesse dans une portion de filet liquide	21
4	Position géographique de la centrale nucléaire de Gentilly	41
5	Description du fonctionnement du système CANDU-BLW	43
6	Levé thermographique au-dessus de la centrale de Gentilly	45
7	Composantes pour mesure infra-rouge	46
8	Relation entre la température de l'eau et la valeur du densi- tomètre	47
9	Thermographie (CNG) du 8 août 1972 à 18 heures	49
10	Appareil servant à la mesure de la vitesse et direction de l'eau .	51
11	Distribution des vitesses et des directions de l'eau	52
12	Représentation schématique du système de références	53
13	Position des intersections de la ligne de centre avec les sections	56
14	Bathymétrie de la région	59
15	Distribution thermique initiale au-dessus de la température am- biente (20.5 °C)	65
16	Distribution thermique lorsque $U = 0$ au-dessus de la température ambiante (20.0 °C)	67
17	Schéma de fonctionnement du modèle	84
18	Cycle annuel moyen des températures de l'air et de l'eau à Gentilly	87

19	Méthode de calcul de la surface d'exposition associée à chaque section d'intérêts	89
20	Relation entre le rapport des aires et des pertes atmosphériques .	92
21	Variations de l'énergie totale moyenne en fonction de la dis- tance à l'origine (a), et de la distance normalisée à l'ori- gine (b)	93
22	Thermographie des pires conditions de rejet	95
23	Thermographie dans des conditions moyennes annuelles	97
24	Résumé de l'étude de dilution	102
25	Comparaison entre la thermographie nature (a) et la thermogra- phie sur modèle physique (b)	110

LISTE DES TABLEAUX

1	Gentilly I en chiffres	44
2	Résumé de la distribution cinétique	55
3	Profondeurs moyennes des sections	61
4	Débit maximum par section	63

LISTE DES SYMBOLES

Fr	Nombre de Froude
V	Vitesse de l'écoulement
g	Constante gravitationnelle
$\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$	Vecteur unitaire
P	Pression
t	Temps
Q	Débit en volume
G	Débit en poids
M	Débit en masse
S	Aire de section
γ	Poids spécifique
ρ	Densité
V_m	Vitesse moyenne
z	Hauteur de position
H	Hauteur totale
Ω	Energie spécifique d'un liquide
E	Energie d'un liquide
N	Puissance d'un courant liquide
α	Rapport de l'énergie cinétique réelle à celle de ce même courant quand la répartition des vitesses est régulière
Σh	Perte de charges
ζ	Coefficient de perte de charges
W	Volume

θ	Température de l'eau
L	Chaleur latente (Heat content)
m	Masse de l'eau
C_p	Chaleur spécifique à pression constante
τ	Altitude solaire
ϕ	Latitude
δ	Déclinaison du soleil
σ	angle du soleil
$R(t)$	Equation du temps
L_m	Longitude
L_s	Méridien standard
he	Heure du jour
Q_s	Energie rejoignant la surface de l'eau
Q_r	Energie réfléchie
Q_i	Insolation nette
C	Couverture climatique
Q_β	Energie perdue ou gagnée
σ_β	Constante de Stefan-Boltzmann
T	Température absolue
Q_a	Chaleur absorbée
T_a	Température de l'air
β	Facteur de réflexion
Q_w	Chaleur dégagée de l'eau
T_w	Température absolue de l'eau
Q_e	Chaleur perdue par évaporation
P_b	Pression barométrique
V_v	Vitesse du vent

p_w	Pression de vapeur saturée à la température du milieu ambiant
p_d	Pression de vapeur saturée de la bulbe à la température de l'eau
Q_c	Chaleur perdue ou absorbée par conduction
p_a	Pression de vapeur de l'eau dans l'air à la température de l'air
U	Puissance d'une centrale
f	Efficacité d'une centrale
$\Delta\theta_p$	Augmentation de température entre l'entrée et la sortie
E_{R_i}	Energie cinétique de la ième section d'intérêts
\tilde{H}	Taux de transfert de chaleur
K	Coefficient de transfert
T_E	Température excédente
μ	Coefficient de viscosité
ϵ_{ijk}	Tenseur de permutation cyclique
Ω_k	Coefficient de conductivité thermique
ϕ	Fonction de dissipation visqueuse d'énergie
α_T	Coefficient d'expansion thermique
$E(\text{cin})_i$	Energie cinétique moyenne de la ième section
$E(\text{pot})_i$	Energie potentielle moyenne de la ième section
$E(\text{ther})_i$	Energie thermique moyenne de la ième section incluant l'énergie thermique moyenne avant rejet
$E(\text{atm})_i$	Energie thermique moyenne retournée à l'atmosphère pour la ième section
$E(\text{tot})_i$	Energie totale moyenne de la ième section

AVANT-PROPOS

AVANT PROPOS

Les centrales nucléaires et thermiques utilisent de plus en plus les lacs et les rivières comme puits de chaleur inutilisable (Cootner, 1965). Cependant, l'intérêt marqué de la population pour la sauvegarde de son environnement a nécessité de la part des chercheurs une augmentation des études relatives à ces sujets. Il est donc nécessaire de connaître, avant l'élaboration de nouvelles centrales, les conséquences physiques et biologiques de rejets thermiques dans de grandes masses d'eau sur l'environnement.

Afin de visualiser ce problème, considérons l'ensemble du rejet dans une rivière (Fig. 1).

Cette figure présente un panache qui surpasse la température naturelle de l'eau de 1°C . En effet, cette différence est caractéristique des fluctuations journalières de la température de l'eau, due en particulier aux radiations solaires et à d'autres sources énergétiques telles l'évaporation et la condensation.

On peut donc assumer que les effets bénéfiques ou nocifs seront confinés à l'intérieur de ce volume "chaud".

Ce panache perd sa chaleur à l'environnement de deux façons: par transfert de chaleur à son interface eau-air et par mélange avec les eaux environnantes aux autres interfaces. Aux conditions d'équilibre, les isothermes sont stationnaires et un flux de chaleur à travers ces interfaces se produit.

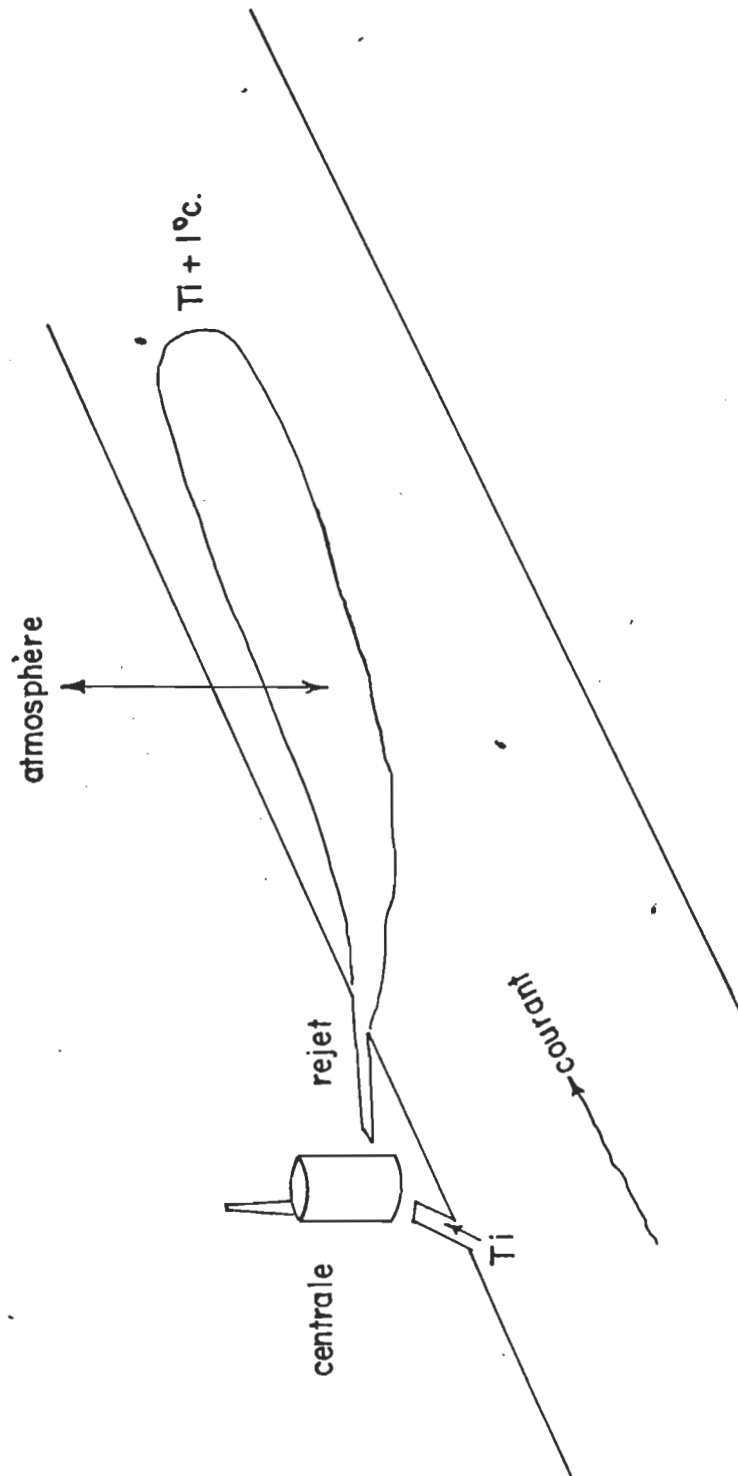


FIGURE 1
DESCRIPTION DU PROBLÈME

Eventuellement, cette chaleur est aussi retournée à l'atmosphère ou irradiée dans l'espace.

Les effets directs locaux dépendent de l'étendu et de la température maximum atteinte de ce panache. Un problème physique important est donc la détermination de la dimension et la forme de ce panache de même que la quantification du flux de chaleur à travers les isothermes.

La température maximum atteinte dépend de la conception de l'échangeur de chaleur (centrale) et peut être réduite au dépens de l'augmentation du volume d'eau nécessaire pour le refroidissement de ce dernier.

On étudie depuis longtemps les décharges thermiques en rivières (Harleman, 1969; Carter, 1969; Edinger, 1969; Fan, 1967; Hayashi, 1967; Tamai, 1969). Il apparaît cependant que les panaches thermiques varient en forme selon les conditions climatiques et hydrodynamiques saisonnières (Lofquist, 1969). Certaines controverses existent face aux échanges eau chaude - eau froide; certains croient qu'ils sont négligeables, d'autres, dominants.

De façon à fournir un programme rationnel de recherche, il s'avère important de considérer deux aspects du problème:

- 1) Les effets physiques ou le comportement de la décharge:
la structure et la forme du panache, les effets des différentes conditions climatiques.
- 2) Les effets écologiques causés par une telle distribution spatiale d'augmentation de température.

Dans ce travail, nous nous bornerons au premier aspect cité ci-haut.

En effet, nous allons élaborer (chapitre 1) sur les différents types de modèles qu'il nous est possible d'emprunter pour solutionner notre problème. Ayant justifié l'utilisation des modèles mathématiques, nous nous suivrons (chapitre 2) en renseignant les lecteurs éventuels sur quelques notions fondamentales de l'hydraulique.

Ce chapitre montrera le cheminement logique permettant d'acquiescer des renseignements sur des courants liquides réels par le biais de l'équation de Bernoulli: base de notre modèle mathématique. Ce chapitre nous renseignera sur les différents phénomènes contribuant à l'échange atmosphérique entre le navire et le milieu extérieur. Ainsi, ce chapitre nous permettra de résumer les phénomènes physiques théoriquement que nous quantifierons (chapitre 3) en milieu réel à la centrale nucléaire de Gentilly I.

Dans le chapitre 4, nous élaborerons sur la présentation du modèle en signalant le problème particulier du rejet à Gentilly I, en décrivant les phénomènes régissant son comportement, en élaborant l'aspect mathématique de la solution, en définissant notre approche phénoménologique et ses limitations.

Enfin, au chapitre 5, nous comparerons notre modèle à deux autres modèles physiques et nous conclurons.

CHAPITRE PREMIER

CONCEPTS DE MODÈLES: PRINCIPES GÉNÉRAUX

CONCEPTS DE MODELES: PRINCIPES GENERAUX

Une baie peu profonde ou un estuaire peuvent être représentés par plusieurs types de modèles. On divise ces derniers en trois catégories:

- 1) physiques
- 2) analogiques
- 3) mathématiques

Chacun d'entre eux présente des avantages et des limitations. Le choix de l'un d'entre eux face à un problème spécifique est déterminé essentiellement par la précision avec laquelle un modèle représente les conditions étudiées sur un prototype ou en milieu réel.

1.1 Les modèles physiques

Dans la majorité des travaux d'hydraulique, il est nécessaire d'avoir recours à des modèles réduits ou maquettes pour simuler en laboratoire des écoulements.

On utilise un modèle physique lorsque les forces hydrodynamiques impliquées dans l'écoulement sont trop complexes pour en tirer une solution analytique de façon directe.

C'est habituellement le cas des baies qui possèdent des rives irrégulières et des brusques variations de profondeurs. En plus, on ne peut que rarement satisfaire à toutes les lois de similitude dynamique (Allen, 1963).

Cette limitation peut se visualiser en considérant le cas typique d'une de ces baies: un tel modèle présente un écoulement à surface libre, il est donc évident que les forces gravitationnelles et inertielles sont des plus importantes. Le rapport de ces deux forces, le nombre de Froude, serait un des critères à considérer, soit:

$$Fr = \frac{V}{\sqrt{gy}}$$

où Fr = nombre de Froude

V = vitesse de l'écoulement

g = constante gravitationnelle

y = profondeur du liquide à cet endroit

Le modèle et le prototype devraient donc posséder le même nombre de Froude pour conserver cette similitude dynamique. On pourrait par la suite

établir d'autres rapports d'échelle linéaire entre surface, volume, vitesse et décharge.

On remarque que les forces de viscosité et celles incluses dans le processus de diffusion ne peuvent être calculées suivant les mêmes proportions entre modèle et prototype. Il faut donc compenser pour les forces de viscosité en attribuant au modèle une distorsion de telle façon que le rapport d'échelle vertical soit beaucoup plus grand que l'horizontal. Ceci a pour effet d'amplifier la turbulence dans l'écoulement qui tire son énergie de la rugosité du fond. On ne peut s'attendre que le processus de diffusion turbulente soit respecté par le modèle à moins d'y ajouter d'autres distorsions.

Une autre caractéristique importante que doit posséder le modèle physique est son comportement identique au milieu réel. Ce processus est souvent difficile à réaliser et implique des modifications face à la rugosité du fond afin de respecter les vitesses et les différences de niveaux causées par les marées. Il en est de même pour toutes les conditions climatologiques qui pourraient survenir en milieu réel (Brady, 1969).

Il est évident que la nature même des modèles physiques et leurs distorsions respectives ne peuvent représenter simultanément des phénomènes qui dépendent des forces de gravité et d'autres qui découlent des propriétés physiques de la friction (Harleman, 1969).

Habituellement, de tels modèles fonctionnent de paire avec des études hydrologiques précises.

On définit mal leur fiabilité lorsqu'ils sont utilisés comme modèle de

transport de chaleur. Cependant, on utilise les modèles physiques comme solution approximative pour des problèmes complexes. Ils permettent de visualiser les patrons de circulation pour différents paramètres d'entrée et peuvent apporter une certaine vérification des modèles numériques.

1.2 Les modèles analogiques

Un modèle analogique en est un qui simule à l'aide de composantes électroniques ou électriques se comportant de la même façon que les lois physiques, les phénomènes à décrire. Par exemple, les analogies électriques de perte d'énergie, décharge et résistance due à la friction dans un écoulement seraient respectivement perte de tension, courant et résistance électrique. Des comportements de systèmes fluides tels que propagation d'onde, friction non linéaire et l'atténuation peuvent posséder leurs analogies électriques (Einstein, 1959; Harder, 1961; Joy, 1965).

Il y a beaucoup de points de similitude entre un modèle physique et un modèle analogique. Ce dernier découle habituellement de la formulation exacte du problème général, alors que le modèle physique s'utilise lorsque la formulation est difficile voire même impossible.

Les modèles analogiques permettent de traiter les aspects non linéaires des écoulements de même que les variations des conditions de frontières sans difficulté. Ils répondent presque instantanément à différentes variations des paramètres d'entrée (conditions initiales).

Cependant, une simple erreur dans la formulation du problème initial rend inutilisable le modèle analogique développé. Bien que tous les phénomènes physiques peuvent être représentés par un modèle analogique, on doit souvent avoir recours à une imagination très fertile pour que le modèle se comporte de façon identique aux conditions réelles.

Nous avons à notre disposition un bon nombre de modèles analogiques de

baies. Pour en nommer que quelques-uns, mentionnons ceux de Einstein et Harder du delta de Sacramento en 1959, Harder et Masch du canal de Panama en 1961 et celui de "Marine Advisors Incorporated" de la baie de Chesapeake en 1965. Ces modèles analogiques décrivent bien le comportement hydraulique de ces endroits mais aucun d'entre eux n'a la prétention de cerner le problème de la diffusion.

1.3 Les modèles mathématiques

Un modèle mathématique est une représentation fonctionnelle ou analytique du comportement physique d'un système ou d'un processus présenté sous une forme schématique. L'expression mathématique est habituellement constituée de paramètres d'entrée (conditions initiales), de fonctions de transfert (opérateur) et de paramètres de sortie (interprétation).

Lorsque ce type de modèles est appliqué aux fluides, la fonction de transfert dépend du phénomène à étudier. Il y a effectivement trois catégories de ces fonctions:

- 1) pour les transports de masse; c'est le cas d'une dilution
- 2) pour les transports de quantité de mouvement; une rivière
- 3) pour les transports de chaleur dans le cas d'inversion d'un lac.

Dans des conditions réelles, il est plus souvent le cas de rencontrer plusieurs de ces phénomènes combinés. Ce type de modèle s'avère donc des plus versatiles pour la diffusion thermique. Il peut facilement s'adapter pour des conditions réelles d'écoulement.

Les modèles mathématiques sont habituellement couplés avec des ordinateurs permettant de faire varier les entrées et les autres paramètres étudiés à volonté.

En effet, depuis la venue des ordinateurs, ces modèles mathématiques ont envahi les sciences climatologiques (Turner, 1969; Scorer, 1957; Tsang, 1971; Wang, 1970) et les sciences hydrologiques (Harleman, 1969; Murthy, 1970; Simons, 1973).

CHAPITRE DEUXIEME

QUELQUES NOTIONS THÉORIQUES

2.1 Equations fondamentales de l'hydraulique

2.1.1 Notions de base

Au moment où nous passons à l'étude des questions qui touchent au mouvement des liquides nous devons remarquer que, tout d'abord, nous considérons le mouvement du liquide appelé parfait, c'est-à-dire d'un liquide abstrait qui est complètement dénué de viscosité et de compressibilité, après quoi nous passerons à l'étude des courants de liquides naturels ou réels. Dans un tel liquide non visqueux ainsi que dans les liquides visqueux au repos, une seule sorte de tensions est possible, les tensions normales de compression, c'est-à-dire la pression hydromécanique ou bien, simplement, la pression.

La pression dans le liquide parfait en mouvement a les mêmes propriétés que dans un liquide au repos, c'est-à-dire qu'à la surface extérieure du liquide elle est dirigée suivant la normale extérieure et, en un point donné du liquide, elle est la même dans toutes les directions (Harleman, 1969).

L'écoulement d'un liquide peut être permanent (stationnaire) ou non-permanent (non-stationnaire).

L'écoulement permanent est un écoulement qui ne varie pas avec le temps et pour lequel la pression et la vitesse ne sont des fonctions que des coordonnées et ne dépendent pas du temps. La pression et la vitesse varient au cours du déplacement des particules liquides à un autre, mais, en un point fixe de l'espace, ils sont indépendants du temps si le mouvement du liquide est permanent.

L'expression mathématique de cette propriété est la suivante:

$$P = f_1(x, y, z) \quad ; \quad V = f_2(x, y, z)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial V_x}{\partial t} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial V_y}{\partial t} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial V_z}{\partial t} = 0 \quad ,$$

ici, les indices des vitesses désignent les projections de la vitesse sur les axes correspondants.

Dans le cas général de l'écoulement non-permanent, la pression et la vitesse dépendent aussi bien des coordonnées que du temps, c'est-à-dire que:

$$P = F_1(x, y, z, t) \quad ; \quad V = F_2(x, y, z, t).$$

Quand le mouvement est permanent, les trajectoires des particules liquides sont des coulées invariables avec le temps.

Quand le mouvement est non-permanent, les trajectoires des particules liquides différentes passant par un point fixe de l'espace ont des formes différentes. C'est pourquoi, pour pouvoir se représenter l'écoulement à un moment donné, on a dû imaginer la notion de ligne de courant.

Une ligne de courant est une ligne prise dans un liquide en mouvement de telle façon que sa tangente en n'importe quel point coïncide avec la direction des vecteurs vitesse des particules liquides qui se trouvent sur cette ligne au moment donné.

Il est évident qu'au cas où le mouvement est permanent, les lignes de courant coïncident avec les trajectoires et ne changent pas leur forme avec le temps.

Si, dans un liquide en mouvement, nous prenons un contour fermé quelconque et traçons les lignes de courant par tous ces points, nous obtiendrons une surface tubulaire qui est appelée veine liquide. Au cas où les dimensions transversales de la veine sont infiniment petites, elle se transforme en un filet liquide (Figure 2).

En n'importe quel point de la surface latérale d'une veine liquide, le vecteur vitesse est tangent à cette surface, donc aucune particule liquide, en aucun point de la veine, ne peut pénétrer à l'intérieur de la veine ou bien en sortir. Ainsi, la veine liquide est pour ainsi dire, une paroi impénétrable.

Nous considérerons les courants de dimensions finies comme des ensembles de filets élémentaires, c'est-à-dire que nous admettrons que l'écoulement est à filets. En raison de la différence qui existe entre leurs vitesses, des filets voisins glisseront les uns le long des autres, mais ne se mélangeront pas entre eux.

La section d'écoulement est une surface tracée à l'intérieur du courant, normalement aux lignes de courant. En général, dans les courants nous considérerons des endroits où l'on peut admettre que les filets sont parallèles entre eux et, par suite, que les sections d'écoulement sont planes.

2.1.2 Débit. Equation de continuité

On appelle débit, la quantité de liquide qui passe à travers la section d'écoulement pendant l'unité de temps. Cette quantité peut être mesurée en unités de volume, de poids ou bien de masse, c'est pourquoi on distingue les débits suivants: en volume Q , en poids G et en masse M .

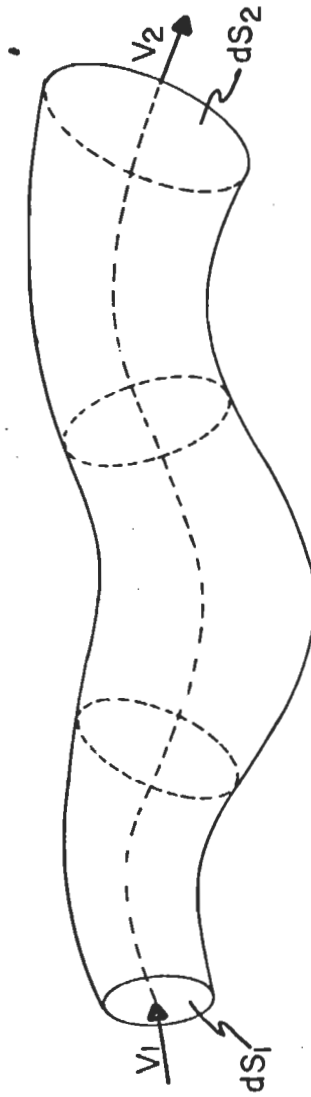


FIGURE 2

NOTIONS DE VEINE ET DE FILET LIQUIDES.

Dans le cas d'un filet élémentaire de sections infiniment petites, on admet que la vitesse réelle V est la même en tout point de chacune des sections. Par conséquent, pour un filet élémentaire, le débit en volume est

$$dQ = V dS$$

où dS est l'aire de section du filet.

Le débit en poids est

$$dG = \gamma dQ = \gamma V dS$$

où γ est le poids spécifique et le débit en masse est

$$dM = \rho dQ = \rho V dS$$

où ρ est la densité.

Dans le cas d'une veine de courant de dimensions finies, la vitesse a des valeurs différentes en différents points d'une section. Dans ce cas, le débit doit être calculé comme la somme des débits élémentaires des filets, c'est-à-dire

$$Q = \int_S V dS$$

Habituellement on utilise la notion de vitesse moyenne dans la section:

$$V_m = \frac{Q}{S}$$

ce qui nous donne

$$Q = V_m S$$

En se basant sur le principe de la conservation de la matière et sur les propriétés indiquées des filets liquides qui consistent en leur "impénétrabilité" pour l'écoulement permanent d'un liquide incompressible, on peut affirmer que le débit qui passe à travers toutes les sections d'un filet élémentaire est le même, c'est-à-dire que

$$dQ = V_1 dS_1 = V_2 dS_2 = \text{constante}$$

Cette équation est appelée équation de continuité d'un filet élémentaire.

Une équation analogue peut être établie pour un courant de dimensions finies limité par des parois impénétrables. Dans ce cas, à la place des vitesses réelles, il faut faire intervenir des vitesses moyennes, ce qui nous donne

$$Q = V_{m_1} S_1 = V_{m_2} S_2 = \text{constante.}$$

Il s'ensuit que, dans un courant de liquide **in**compressible, les vitesses moyennes sont inversement proportionnelles aux surfaces de section, c'est-à-dire que

$$\frac{V_{m_1}}{V_{m_2}} = \frac{S_2}{S_1}$$

Il est évident que l'équation de continuité est un cas particulier du principe général de la conservation de la matière et qu'elle exprime la condition de continuité des écoulements.

2.1.3 Equation de Bernoulli pour un filet de liquide parfait

Considérons l'écoulement permanent d'un liquide parfait qui se produit sous l'action d'une seule force massique - la pesanteur - et établissons pour ce cas l'équation générale qui lie entre elles la pression dans le liquide et la vitesse de son mouvement.

Prenons un des filets qui constituent le courant et, à l'aide des sections 1 et 2, délimitons une portion de ce filet de longueur quelconque (Figure 3). Désignons par dS_1 l'aire de la première section, par V_1 , la vitesse et par P_1 la pression dans cette section et par z_1 la hauteur à laquelle se trouve le centre de la première section par rapport à un plan horizontal quelconque. Désignons les grandeurs correspondantes de la deuxième section respectivement par dS_2 , V_2 , P_2 et z_2 .

En l'espace d'un temps infiniment petit dt , la partie considérée du filet (position 1-2) se déplace sous l'action des forces extérieures et arrive en position 1' - 2'.

Appliquons à cette partie du filet le théorème des forces vives qui exprime le fait que le travail des forces qui agissent sur un corps est égal à l'augmentation de l'énergie cinétique de ce corps. Dans le cas considéré, ces forces sont les pressions qui agissent normalement à la surface de la partie considérée du filet et une seule force massique, la pesanteur.

Calculons le travail de la pression et de la pesanteur ainsi que la variation de l'énergie cinétique de la partie considérée du filet en l'espace de temps dt .

Le travail de la pression dans la première section sera positif, car la direction de cette force est la même que celle du déplacement et il peut être exprimé comme le produit de la force ($P_1 dS_1$) par le déplacement ($V_1 dt$), c'est-à-dire:

$$P_1 dS_1 V_1 dt.$$

Le travail de la force de pression dans la deuxième section sera négatif

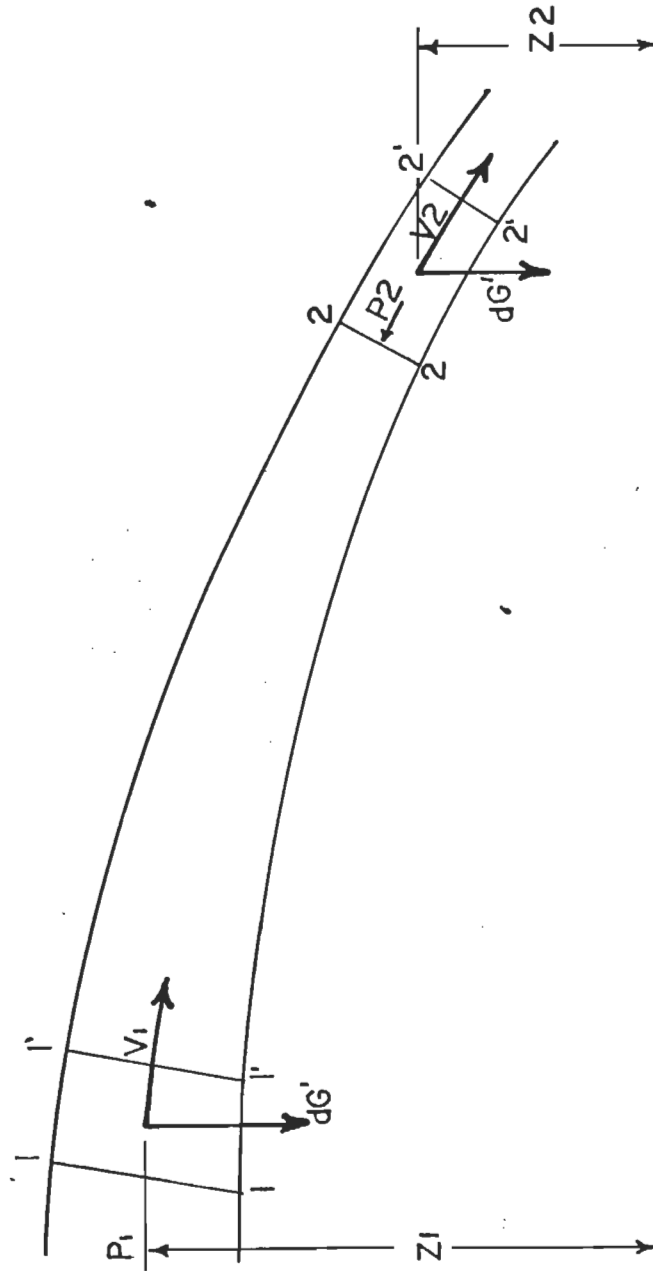


FIGURE-3

RELATION ENTRE LA PRESSION ET LA VITESSE DANS
UNE PORTION DE FILET LIQUIDE

car la direction de cette force est inverse de celle du déplacement et il peut être exprimé par

$$- P_2 dS_2 V_2 dt.$$

Les forces de pression qui agissent sur la surface latérale de la partie considérée du filet ne produisent aucun travail du fait qu'elles sont normales à cette surface, donc normales au déplacement.

Finalement, le travail des forces de pression sera

$$P_1 V_1 dS_1 dt - P_2 V_2 dS_2 dt$$

Le travail de la pesanteur est égal à la variation de l'énergie potentielle de position de la partie considérée du filet. C'est pourquoi nous devons enlever de l'énergie de position du liquide dans le volume 1 - 2 l'énergie de position du liquide dans le volume 1' - 2'. Cette soustraction entraîne la disparition de l'énergie de position du volume intermédiaire 1' - 2, après quoi il ne reste que la différence des énergies de position des éléments du filet 1 - 1' et 2 - 2'. En tenant compte de l'équation de continuité, il n'est pas difficile de remarquer que les volumes et, par conséquent, les poids de ces éléments 1 - 1' et 2 - 2' sont égaux entre eux, c'est-à-dire que

$$dG = \gamma V_1 dS_1 dt = \gamma V_2 dS_2 dt.$$

De ce fait, le travail dû à la pesanteur s'exprime comme le produit de la différence des hauteurs par le poids dG:

$$(z_1 - z_2) dG$$

Pour calculer l'augmentation de l'énergie cinétique de la partie considérée du

filet en l'espace de temps dt , il faut enlever de l'énergie cinétique du volume $1' - 2'$, l'énergie cinétique du volume $1 - 2$. Cette soustraction entraîne la disparition de l'énergie cinétique du volume intermédiaire $1' - 2$, après quoi il ne reste que la différence des énergies cinétiques des éléments du filet $2 - 2'$ et $1 - 1'$, le poids de chacun de ces éléments étant dG .

L'augmentation de l'énergie cinétique est donc

$$(V_2^2 - V_1^2) \frac{dG}{2g}$$

où g est la constante gravitationnelle.

Après avoir additionné au travail des forces de pression, celui de la pesanteur, et posé cette somme égale à l'augmentation d'énergie cinétique, on obtient

$$P_1 dS_1 V_1 dt - P_2 dS_2 V_2 dt + (z_1 - z_2) dG = (V_2^2 - V_1^2) \frac{dG}{2g}.$$

Divisons les deux membres de cette équation par le poids dG . Après avoir effectué les simplifications correspondantes, nous obtenons:

$$\frac{P_1}{\gamma} - \frac{P_2}{\gamma} + z_1 - z_2 = \frac{V_2^2}{2g} - \frac{V_1^2}{2g}$$

Groupant dans le même membre les quantités relatives à une même section, nous obtenons:

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{V_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{V_2^2}{2g}$$

L'équation ainsi obtenue est appelée équation de Bernoulli pour un filet de liquide parfait.

Les termes de l'équation de Bernoulli ont une dimension linéaire et sont appelées:

- 1) z = la hauteur de position
- 2) $\frac{P}{\gamma}$ = la hauteur piézométrique
- 3) $\frac{V^2}{2g}$ = la hauteur dynamique

L'expression en trois termes

$$z + \frac{P}{\gamma} + \frac{V^2}{2g} = H$$

est appelée la hauteur totale. L'équation de Bernoulli a été écrite pour deux sections quelconque d'un filet, et elle exprime l'égalité des hauteurs totales dans ces deux sections. Etant donné que ces deux sections ont été choisies d'une façon arbitraire, pour toute autre section du filet, la hauteur totale aura la même valeur, c'est-à-dire que

$$z + \frac{P}{\gamma} + \frac{V^2}{2g} = H = \text{constante le long du filet.}$$

Ainsi, pour un liquide parfait en mouvement, la somme de trois hauteurs: la hauteur de position, la hauteur piézométrique et la hauteur dynamique est constante le long d'un filet.

Déterminons le sens énergétique de l'équation de Bernoulli. Appelons l'énergie spécifique (Ω) d'un liquide son énergie (E) rapportée à l'unité de poids (ΔG), c'est-à-dire:

$$\Omega = \frac{E}{\Delta G}$$

L'énergie spécifique a une dimension linéaire comme chacun des termes de l'équation de Bernoulli. On peut donc faire les associations suivantes:

- 1) z est l'énergie spécifique de position, étant donné que la particule liquide ΔG qui se trouve à la hauteur z possède une énergie de position égale à $z\Delta G$, ce qui, rapporté à l'unité de poids, donne

$$\frac{\Delta G \cdot z}{\Delta G} = z;$$

- 2) $\frac{P}{\gamma}$ est l'énergie spécifique de pression du liquide, car la particule de poids ΔG à la pression P est capable de l'élever à la hauteur $\frac{P}{\gamma}$ et peut acquérir l'énergie de position $\frac{P}{\gamma} \Delta G$; ceci donne, après division par ΔG , $\frac{P}{\gamma}$;

- 3) $z + \frac{P}{\gamma}$ est l'énergie potentielle spécifique du liquide;

- 4) $\frac{v^2}{2g}$ est l'énergie cinétique spécifique du liquide, car pour la particule liquide ΔG considérée, l'énergie cinétique, rapportée à l'unité de poids, est égale à $(\Delta G \frac{v^2}{2g}) \div \Delta G = \frac{v^2}{2g}$; $H = z + \frac{P}{\gamma} + \frac{v^2}{2g}$ est l'énergie spécifique totale du liquide en mouvement.

Ainsi la signification énergétique de l'équation de Bernoulli pour un filet élémentaire de liquide parfait est la constante de l'énergie spécifique totale du liquide le long du filet. Par conséquent, l'équation de Bernoulli exprime le principe de la conservation de l'énergie mécanique dans un liquide parfait.

L'énergie mécanique d'un liquide en mouvement peut se présenter sous trois formes différentes:

- 1) l'énergie de position;
- 2) l'énergie de pression;
- 3) l'énergie cinétique.

La première et la troisième de ces formes sont très utilisées en mécanique et sont également propres aux corps liquides et solides. Pour ce qui est de

l'énergie de pression, cette forme d'énergie est particulière aux liquides.

Au cours du déplacement d'un liquide parfait, une des formes d'énergie peut se transformer en une autre forme, mais, comme il s'ensuit de l'équation de Bernoulli, cette transformation doit s'effectuer de telle façon que l'énergie spécifique totale reste constante.

2.1.4 Equation de Bernoulli pour un courant réel

En passant du filet élémentaire de liquide parfait à un courant réel, c'est-à-dire à un courant de liquide visqueux à dimensions finies et limitées par des parois, il est indispensable de tenir compte, tout d'abord, de l'irrégularité de la répartition des vitesses dans les sections et ensuite, des pertes d'énergie (de charges). Ces phénomènes sont tous deux causés par la viscosité des liquides.

Quand un liquide visqueux se déplace le long d'une paroi, le courant est ralenti par l'action de la viscosité et aussi par l'action des forces d'attraction moléculaire entre le liquide et la paroi. C'est pourquoi les vitesses les plus élevées se retrouvent plus loin de la paroi, la vitesse relative à cette dernière, diminue pratiquement jusqu'à zéro.

L'irrégularité de la répartition des vitesses entraîne le glissement des couches liquides les unes par rapport aux autres, ce qui a pour résultat de créer des efforts tangentiels, c'est-à-dire des forces de frottement. De plus, le mouvement d'un liquide visqueux s'accompagne souvent de la rotation des particules, de mouvements tourbillonnaires et de brassage. Ces mouvements supplémentaires exigent une certaine dépense d'énergie, c'est pourquoi l'énergie spécifique d'un liquide visqueux en mouvement (la hauteur totale) ne reste pas

constante comme dans le cas d'un liquide parfait, mais se dépense peu à peu pour vaincre la résistance au mouvement et, par conséquent, diminue le long du courant.

Du fait de l'irrégularité de la répartition des vitesses, il devient nécessaire de prendre en considération la vitesse moyenne (V_m) ainsi que la valeur moyenne de l'énergie spécifique du liquide dans une section donnée.

Avant de procéder à l'établissement de l'équation de Bernoulli pour un courant réel, admettons le fait suivant: à tous les points des sections transversales considérées du courant, la loi fondamentale de l'hydrostatique est applicable, c'est-à-dire que la hauteur hydrostatique est constante dans la section considérée.

$$z + \frac{P}{\gamma} = \text{constante}$$

De ce fait, nous supposons que, pendant le mouvement d'un liquide, des filets séparés agissent transversalement les uns sur les autres avec la même pression qu'en état de repos (Shubinski, 1967).

Faisons intervenir la notion de puissance du courant. Nous appellerons puissance du courant dans une section donnée l'énergie totale qui est portée par le courant à travers la section considérée, pendant l'unité de temps. Etant donné qu'en différents points d'une section transversale du courant, les particules liquides possèdent des énergies différentes, exprimons tout d'abord la puissance élémentaire, c'est-à-dire la puissance d'un filet élémentaire, sous la forme du produit de l'énergie spécifique totale du liquide au point considéré par le débit élémentaire en poids. Nous aurons alors

$$dN = H \gamma dQ = \left(z + \frac{P}{\gamma} + \frac{V^2}{2g} \right) \gamma V dS$$

La puissance du courant tout entier est l'intégrale de l'expression précédente prise dans toute la surface, c'est-à-dire

$$N = \gamma \int_S \left(z + \frac{P}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} \right) v \, dS$$

et en tenant compte de notre supposition

$$N = \gamma \left(z + \frac{P}{\gamma} \right) \int_S v \, dS + \frac{\gamma}{2g} \int_S v^3 \, dS$$

Déterminons la valeur moyenne de l'énergie spécifique totale du liquide dans une section donnée en divisant la puissance totale du courant par son débit en poids. Nous aurons

$$H_m = \frac{N}{Q\gamma} = z + \frac{P}{\gamma} + \frac{1}{2gQ} \int_S v^3 \, dS$$

Après avoir multiplié et divisé le dernier terme par v_m^2 , nous obtenons

$$H_m = z + \frac{P}{\gamma} + \frac{\int_S v^3 \, dS}{\frac{v_m^3}{S}} \times \frac{v_m^2}{2g} = z + \frac{P}{\gamma} + \alpha \frac{v_m^2}{2g}$$

où α est un coefficient sans dimension qui tient compte de l'irrégularité de la répartition des vitesses qui est égale à

$$\alpha = \frac{\int_S v^3 \, dS}{\frac{v_m^3}{S}} ;$$

le coefficient α est le rapport de l'énergie cinétique réelle du courant dans une section donnée à l'énergie cinétique de ce même courant dans cette même section lorsque la répartition des vitesses est régulière.

Si la distribution des vitesses est irrégulière, le coefficient α est toujours supérieur à l'unité; tandis que dans le cas d'une répartition régulière, il est égal à l'unité (Harleman, 1969).

Considérons deux sections d'un courant réel, et désignons les valeurs moyennes de l'énergie spécifique du liquide dans ces deux sections, respectivement par H_{m_1} et H_{m_2} ; ce sera

$$H_{m_1} = H_{m_2} + \Sigma h,$$

ici, Σh est la perte totale d'énergie spécifique entre les deux sections considérées. On peut donc écrire

$$z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \alpha_1 \frac{v_{m_1}^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \alpha_2 \frac{v_{m_2}^2}{2g} + \Sigma h.$$

C'est l'équation de Bernoulli pour un courant réel. Cette dernière équation diffère de l'équation analogue pour un filet élémentaire de liquide parfait par le terme qui représente la perte d'énergie spécifique et par les coefficients qui tiennent compte de l'irrégularité de la répartition des vitesses. De plus, les vitesses qui rentrent dans cette dernière équation sont les vitesses moyennes dans les sections correspondantes.

Si, pour un filet de liquide parfait, l'équation de Bernoulli traduit le principe de la conservation de l'énergie mécanique, pour un courant réel elle est l'équation de bilan d'énergie, compte tenu des pertes. Il va de soi que l'énergie qui est perdue par le liquide le long de la portion considérée de filet ne disparaisse pas sans laisser de traces, mais se transforme seulement

en un autre genre d'énergie, l'énergie thermique.

2.1.5 Pertes de charges

Les pertes de charges ou d'énergie spécifique dépendent de la forme, des dimensions (surface de contact) et de la rugosité du fond, de la vitesse d'écoulement et de la viscosité du liquide mais non de la valeur absolue de la pression qui règne dans le liquide.

Les pertes de charges sont proportionnelles au carré de la vitesse, d'où

$$h = \zeta \frac{V_m^2}{2g}$$

où ζ tient compte de la forme, des dimensions, de la rugosité et de la viscosité du liquide.

2.2 Principe d'Archimède et flottabilité

Soit un corps de forme quelconque et de volume W plongé dans un liquide. Projetons ce corps sur la surface libre du liquide et considérons la surface cylindrique de projection qui vient toucher la surface du corps suivant un contour fermé. Ce contour sépare la partie supérieure de la surface du corps de sa partie inférieure. La composante verticale de la pression effective du liquide sur la partie supérieure de la surface du corps (P_{W_1}) est dirigée vers le bas et est égale au poids du liquide contenu dans ce volume. La composante verticale de la pression du liquide sur la partie inférieure de la surface du corps (P_{W_2}) est dirigée vers le haut et est égale au poids du liquide contenu dans ce volume.

Par conséquent, la résultante verticale de la pression qu'exerce le liquide sur un corps dirigée vers le haut et est égale au poids du liquide contenu dans un volume qui est la différence des deux volumes précités (volume du corps). D'où

$$P_A = P_{W_2} - P_{W_1}$$

Ainsi un corps de poids ΔG soumis à une poussée d'Archimède (P_A) flottera si et seulement si $\Delta G < P_A$.

En général, nous pourrions spécifier qu'une augmentation de la température d'un filet d'eau de volume W par rapport aux autres, augmentera son volume donc diminuera son poids spécifique (γ) et lui permettra de flotter par rapport aux autres.

Nous pouvons conclure que dans le cas d'un écoulement chaud de surface, il est plus que probable que nous avons à quantifier les modes d'échanges énergétiques entre l'eau et l'air.

2.3 Echanges de chaleur à l'interface eau-air

L'équation de base pour l'élaboration des lois d'échanges de chaleur à l'interface eau-air est la suivante:

$$\theta = \frac{L}{m C_p}$$

où θ = température de l'eau ($^{\circ}\text{C}$)

L = chaleur latente (Heat content) de l'eau (cal)

m = masse de l'eau (g)

et C_p = chaleur spécifique (cal/g $^{\circ}\text{C}$)

Pour arriver à la valeur de θ , il est nécessaire de tenir compte de la chaleur latente de l'eau, de la chaleur absorbée et libérée de même que du changement de la température de l'eau qui s'exprime:

$$\Delta\theta = \frac{\Delta L}{m C_p}$$

Décrivons les phénomènes de transfert de chaleur que contient l'expression ΔL , de même que les équations permettant leurs solutions réelles.

2.3.1 Radiation solaire

Les corps sur la terre absorbent de l'énergie solaire.

L'énergie reçue par une surface horizontale dépend essentiellement de l'altitude solaire τ . On détermine l'altitude solaire de la façon suivante:

$$\sin \tau = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos \sigma$$

où ϕ = latitude en degré

δ = déclinaison du soleil en degré

et σ = angle horaire du soleil en degré

En utilisant cette relation, on peut déterminer l'altitude solaire en tout temps.

L'année a très peu d'importance car elle n'induit que des faibles variations, donc en pratique, on néglige l'année. La déclinaison du soleil pour une journée en particulier est obtenue dans les "Smithsonian Meteorological Tables" (List, R. J., 1951). On calcule l'angle du soleil en fonction de l'heure par l'expression empirique suivante:

$$\sigma = R(t) + (L_m - L_s) + (180 + 15 \text{ he})$$

où $R(t)$ est l'équation du temps obtenue de List

$L_m - L_s$ est la différence algébrique entre la longitude du site et le méridien standard

et he est l'heure du jour.

De l'énergie rejoignant la surface de l'eau (Q_s), une certaine proportion est réfléchiée (Q_r) et cette dernière dépend aussi de l'altitude solaire. Il est possible de combiner ces deux effets en une différence essentiellement fonction de l'altitude solaire τ (Raphaël, J.M., 1962).

$$(Q_s - Q_r) = -2.5987 + 0.90547 \tau + 0.023408 \tau^2 - 0.00038284 \tau^3 + 0.0000015 \tau^4$$

La relation empirique suivante a été déterminée pour tenir compte de l'effet des nuages

$$Q_i = (1 - 0.0071 C^2) (Q_s - Q_r)$$

où Q_i = insolation nette en $\text{cal/cm}^2 \text{ h}$

et C = couverture climatique (0 à 10).

2.3.2 Radiation de longueur d'onde élevée (700 à 1 000 nm)

Les changements d'énergie dus aux radiations de longueur d'onde élevée de l'air à l'eau et vice-versa peuvent s'évaluer à l'aide de la relation de Stefan-Boltzmann:

$$Q_\beta = \sigma_\beta T^4$$

où Q_β est l'énergie gagnée ou perdue en $\text{cal/cm}^2 \text{ h}$

σ_β est la constante de Stefan-Boltzmann soit $4.87 \times 10^{-9} \text{ cal/cm}^2 \text{ K}^4 \text{ h}$

et T est la température absolue en $^\circ\text{K}$.

Cependant cette énergie est une fonction de la distribution de l'humidité, de l'ozone, de l'anhydride carbonique ... qui se trouvent dans l'atmosphère. Le facteur influençant le plus cette relation est l'humidité. A l'aide d'une relation empirique on peut évaluer un facteur β (Raphaël, 1962) comme une fonction de la pression de vapeur dans l'air et la couverture climatique. En tenant compte de la réflexion et du facteur β :

$$Q_a = 0.970 \sigma_\beta T_a^4 \beta$$

où Q_a est la chaleur absorbée par l'eau en $\text{cal/cm}^2 \text{ h}$

et T_a est la température de l'air en $^{\circ}\text{K}$ et la constante 0.970 tient compte de l'émissivité.

De plus, on doit tenir compte que l'eau n'est pas un corps noir. Ce qui implique que

$$Q_w = 0.970 \sigma_{\beta} T_w^4$$

où Q_w est la chaleur dégagée de l'eau en $\text{cal/cm}^2 \text{ h}$

et T_w est la température absolue de l'eau en $^{\circ}\text{K}$.

2.3.3 Evaporation

L'évaporation se produit quand la pression de vapeur de l'air est plus petite que la pression de vapeur saturée de l'air à la température de la surface de l'eau. Il y a habituellement perte de chaleur de l'eau. Il existe des relations empiriques pour déterminer la chaleur perdue par évaporation (Schmidt, 1963). L'équation empirique tenant compte de l'évaporation s'exprime sous la forme:

$$Q_e = 1.885 (1.465 - 0.00074 P_b) (0.44 + 0.265 V_v) (p_w - p_d)$$

où Q_e est la chaleur perdue en $\text{cal/cm}^2 \text{ h}$

P_b est la pression barométrique en mm Hg

V_v est la vitesse du vent en m/s

p_w est la pression de vapeur saturée à la température de l'eau

(θ_w) en mm Hg

et p_d est la pression de vapeur saturée de la bulbe à la température de l'air

(θ_b) en mm Hg.

2.3.4 Conduction

La chaleur est conduite de ou vers l'eau par l'air à chaque fois qu'il existe une différence de température entre eux. La quantité de chaleur conduite dépend de la différence de température et aussi de la vitesse du vent et de la pression barométrique. On a dérivé une expression (Harleman, 1969) qui exprime la chaleur conduite et la chaleur perdue par évaporation comme un rapport R

$$R = \frac{Q_c}{Q_e} = \frac{0.61 P_b}{1000} \left(\frac{\theta_w - \theta_a}{p_w - p_a} \right)$$

où Q_c est la chaleur perdue ou absorbée par conduction en $\text{cal/cm}^2 \text{ h}$
et p_a est la pression de vapeur de l'eau dans l'air à θ_a en mm Hg.

2.3.5 Advection

Ce processus tient compte des changements de chaleur locale non inclus dans le transfert de chaleur entre l'interface eau-air, mais par l'addition de chaleur à des endroits spécifiques telles que décharges des rivières, des décharges de centrales ou des précipitations. Les calculs pour ces entrées d'énergie sont simples à formuler.

Ainsi pour une centrale de U MW (thermique) et d'une efficacité de f%, l'augmentation de température ($\Delta\theta_p$) par rapport à la température de l'entrée serait de:

$$\Delta\theta_p = \frac{0.2389 U (1 - f/100)}{Q} \quad ^\circ\text{C}$$

où Q est le débit en volume de la centrale en m^3/s .

Dus à leur faible amplitude, les échanges de chaleur à l'interface eau-terre sont négligés.

CHAPITRE TROISIÈME

PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX DU MILIEU RÉEL

3.1 Choix du site

Nous sommes maintenant parvenu à la quantification de nos paramètres en milieu réel. Pour ce faire, nous avons choisi une centrale nucléaire de type CANDU-BLW d'une puissance électrique de 266 MW. Cette centrale est située sur la rive sud du fleuve St-Laurent à la hauteur de Pointe-aux-Roches (fig. 4).

3.1.1 Centrale nucléaire Gentilly I

La centrale nucléaire Gentilly I est un prototype: c'est la seule centrale nucléaire au monde construite selon la filière CANDU-BLW, c'est-à-dire utilisant l'eau bouillante naturelle comme caloporteur. On peut élaborer son fonctionnement de la façon suivante: l'oxyde d'uranium qui sert de combustible est introduit dans les canaux du réacteur. L'eau lourde est pompée dans la cuve du réacteur. Les barres de surréactivité contenant de l'uranium enrichi permettent le déclenchement de la réaction en chaîne.

Sous l'effet de la chaleur, l'eau naturelle qui se trouve dans les tubes de force contenant le combustible se met à bouillir. Les bulles de vapeur qui se forment montent jusque dans les ballons où elles se dégazent avant d'être admises dans le circuit alimentant le turbo-alternateur. L'eau du fleuve St-Laurent, qui circule dans les

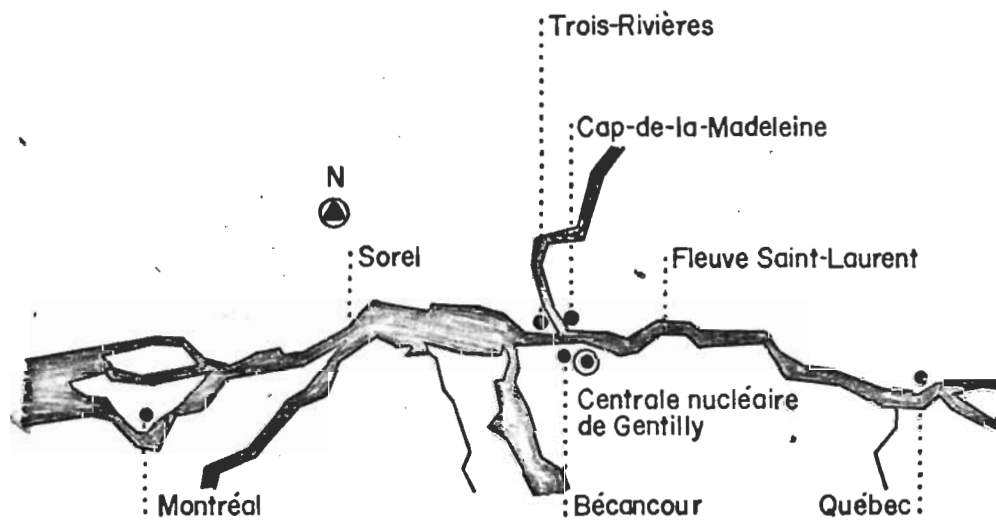


FIGURE 4

POSITION GEOGRAPHIQUE DE
LA CENTRALE NUCLEAIRE
DE GENTILLY

canalisations du condenseur, permet à la vapeur qu'elle refroidit de se condenser après avoir actionné la turbine. Elle est alors retournée par les pompes au réacteur qui la transforme de nouveau en vapeur. Et le cycle recommence (fig. 5). La centrale nucléaire Gentilly I possède les caractéristiques élaborées au Tableau 1.

3.1.2 Caractéristiques du rejet de la centrale nucléaire Gentilly I

Tel que présenté au Tableau 1, la quantité d'eau utilisée pour le refroidissement du condenseur est de $17 \text{ m}^3/\text{s}$. Le calcul de l'augmentation de température pour une puissance thermique maximale (833 MW) sera de l'ordre de 10°C .

Sans tenir compte des autres paramètres énergétiques, nous avons mesuré le panache de Gentilly I (fig. 6) qui vérifie l'augmentation de température.

A l'aide d'une technique appelée "imagerie infrarouge", nous avons effectué un levé thermographique dans la région immédiate de Gentilly I. L'imagerie fut prise le 8 août 1972 à 18 h à une élévation de 1000 pieds avec le thermographe Bendix et du module InSb (3.7 à 5 microns) (fig. 7).

Durant le survol de la région, le groupe de recherche THERMOPOL a enregistré 9 lectures de température de l'eau au sol; celles-ci furent utilisées pour tracer le graphique des tonalités de gris en fonction de la température (fig. 8).

Les tonalités de gris furent mesurées à l'aide d'un densitomètre de vingt-deux profils parallèles aux lignes de balayage.

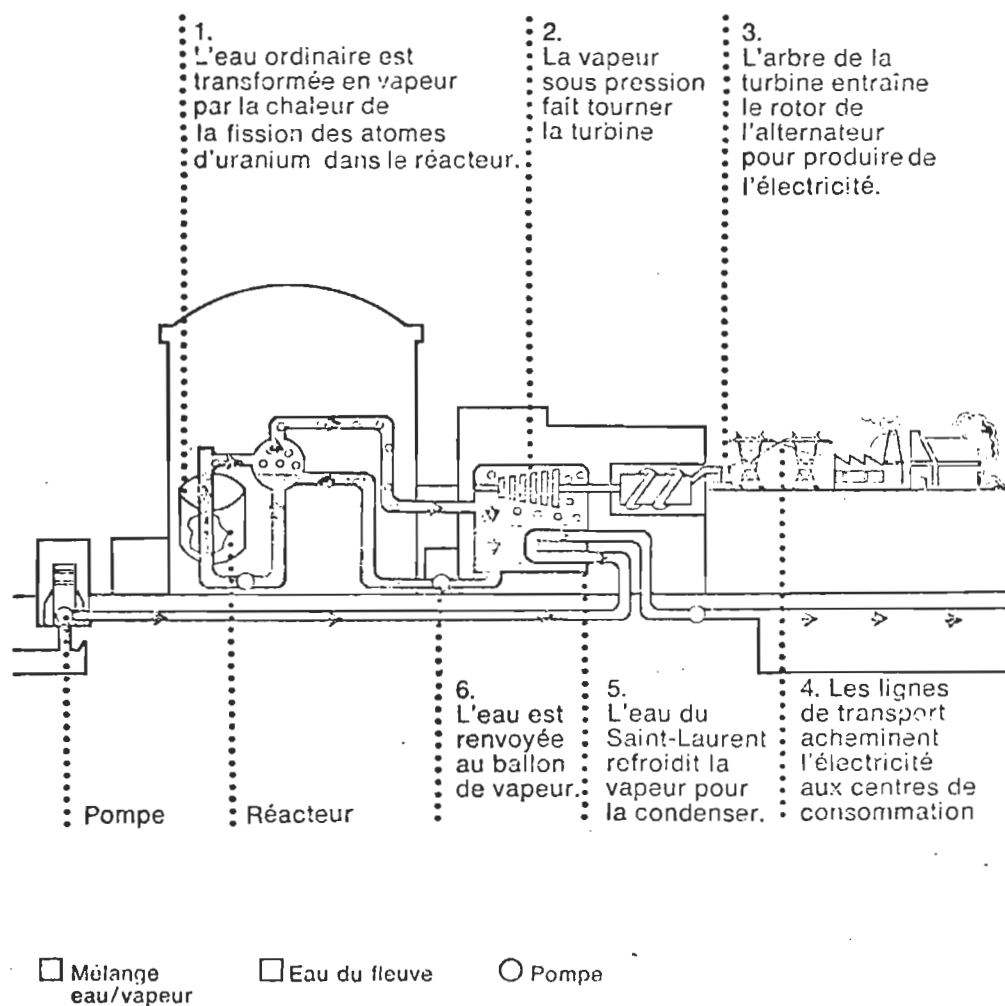


FIGURE - 5

DESCRIPTION DU FONCTIONNEMENT
DU SYSTÈME CANDU - BLW

TABLEAU I

Gentilly 1 en chiffres

Début des travaux	1966
Fin des travaux	1971

Bâtiment du réacteur

Hauteur	50 mètres (160 pieds)
Diamètre intérieur	36 mètres (120 pieds)
Epaisseur des murs	1,2 mètre (4 pieds)
Epaisseur du dôme	0,6 mètre (2 pieds)
Matériau	béton précontraint

Alternateur

Puissance	266 000 kilowatts
Tension aux bornes de l'alternateur	20 000 volts
Tension à la sortie des transformateurs	230 000 volts

Réacteur

Type	CANDU - BLW
Combustible	bioxyde d'uranium naturel 88 000 kilogrammes (88 tonnes)
Modérateur	eau lourde (D ₂ O) 233 000 kilogrammes (233 tonnes)
Caloporteur	eau ordinaire bouillante
Nombre de tubes	308

Eau de refroidissement

Quantité d'eau utilisée pour le refroidissement du condenseur	17 m ³ /s (600 pi ³ /s)
Débit du Saint-Laurent à Gentilly	6 500 m ³ /s (230 000 pi ³ /s)

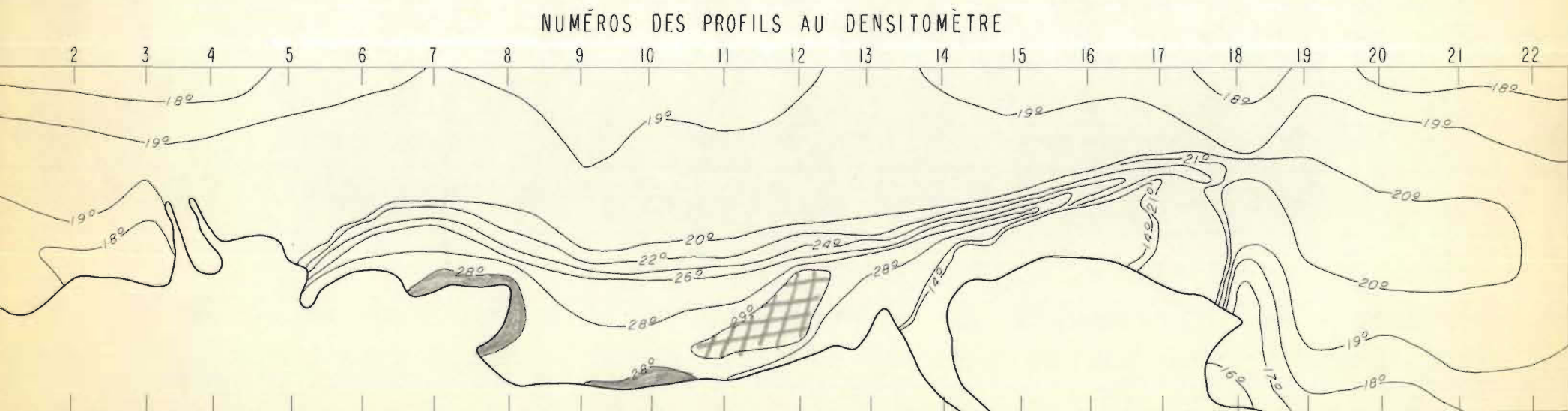
Turbine

Type à vapeur à arbre unique;
un corps haute pression;
trois corps basse pression.



IMAGERIE INFRAROUGE

Le 8 août 1972 à 18.00 heures



CARTE DES ISOTHERMES

ÉCHELLE: 1"=1420'

LEVÉ THERMOGRAPHIQUE AU-DESSUS DE LA CENTRALE DE GENTILLY

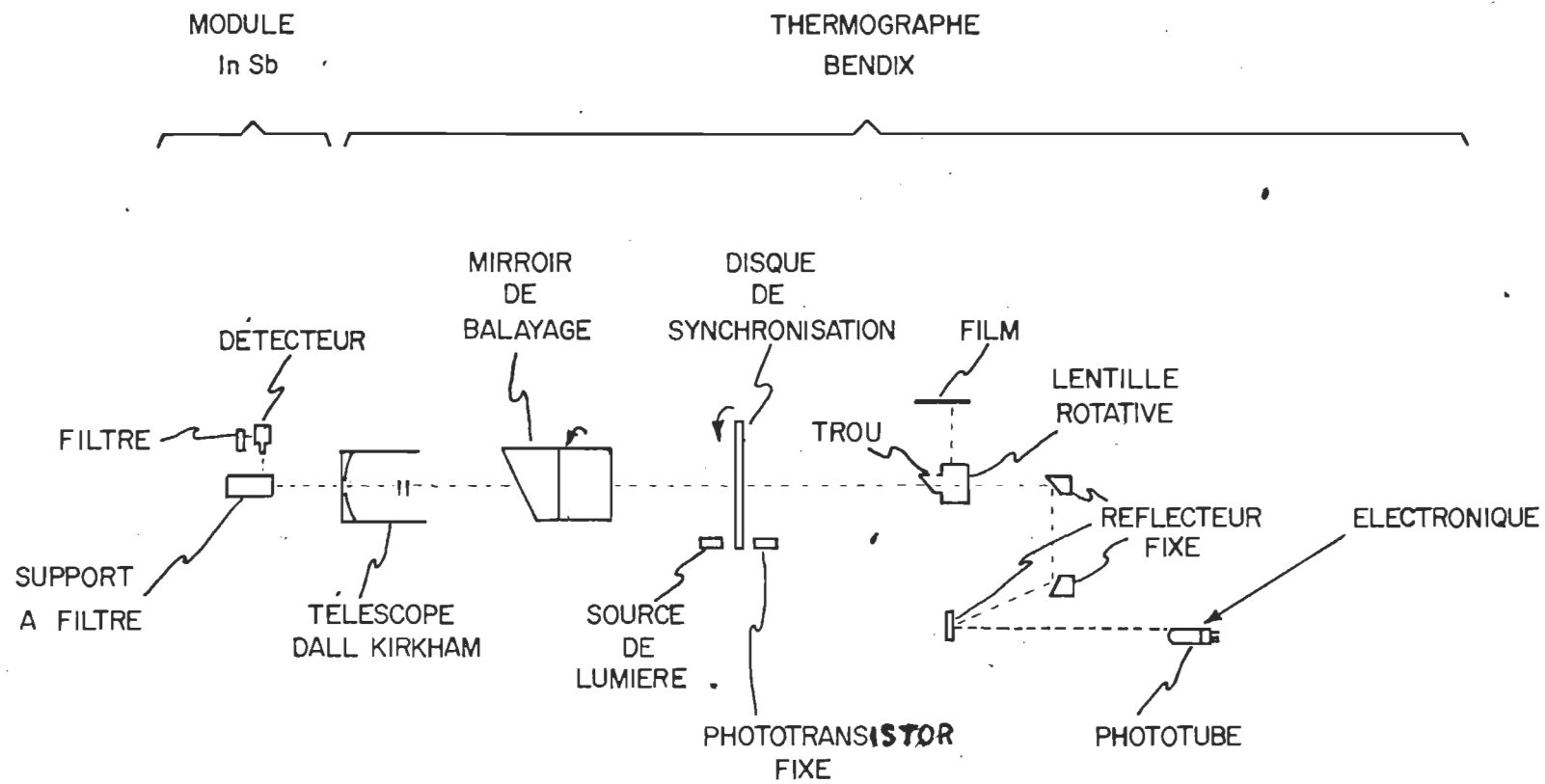


FIGURE 7: COMPOSANTES POUR MESURE
"IMAGERIE - INFRAROUGE"

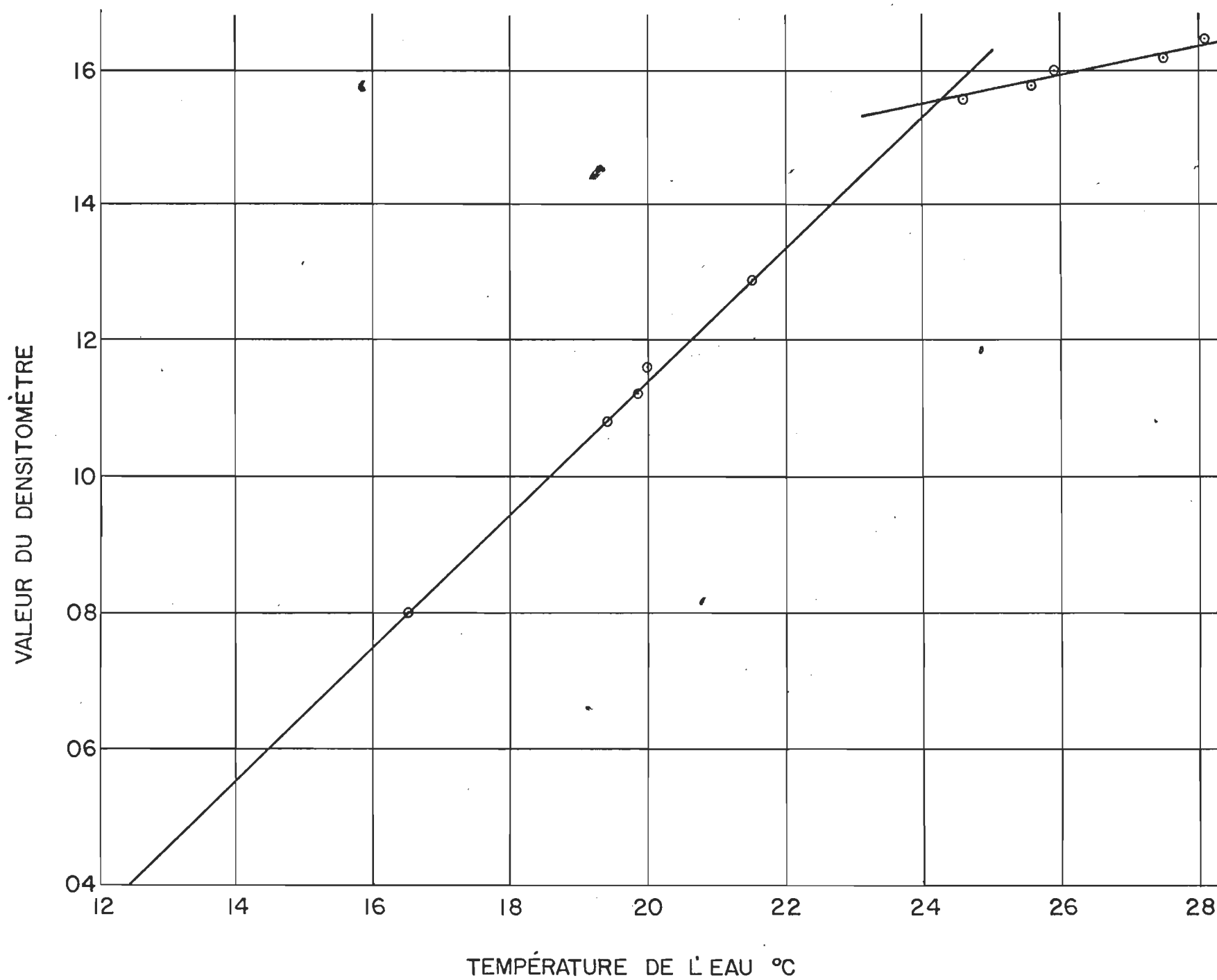


FIGURE 8: RELATION ENTRE LA TEMPÉRATURE DE L'EAU ET LA
VALEUR DU DENSITOMÈTRE

Les résultats ainsi calculés ont été rapportés sur une carte de la région en échelle 1/3515 pour donner la figure 9. On remarquera sur cette dernière que l'isotherme 20 °C délimitera notre région d'intérêts.

On peut remarquer sur cette thermographie:

- 1) une déviation du rejet vers l'aval ce qui indique la présence certaine de courants latéraux;
- 2) un élargissement latéral non-symétrique par rapport à la ligne de centre * jusqu'à la rivière Gentilly. Ce qui pourrait s'expliquer par des variations de vitesses de l'eau dues à des modifications significatives de la profondeur vers la rive;
- 3) un rétrécissement du panache à la hauteur de la rivière Gentilly probablement causé par une augmentation de la vitesse locale due au pincement du panache entre le fleuve St-Laurent et la rivière Gentilly plus froide (14 °C) que ce dernier;
- 4) finalement, un dernier élargissement latéral non-symétrique plus marqué que le dernier cité en 2.

Nous avons cependant éliminé trois régions volontairement:

- 1) les deux premières noircies (fig. 6) car il s'agit ici de deux zones d'injection dues à des petits ruisseaux;
- 2) une zone hachurée car ce phénomène d'augmentation de température n'est pas dû au rejet.

Examinons maintenant de façon quantitative ce panache.

* les calculs pertinents à la ligne de centre sont fournis en section 4.4.1.

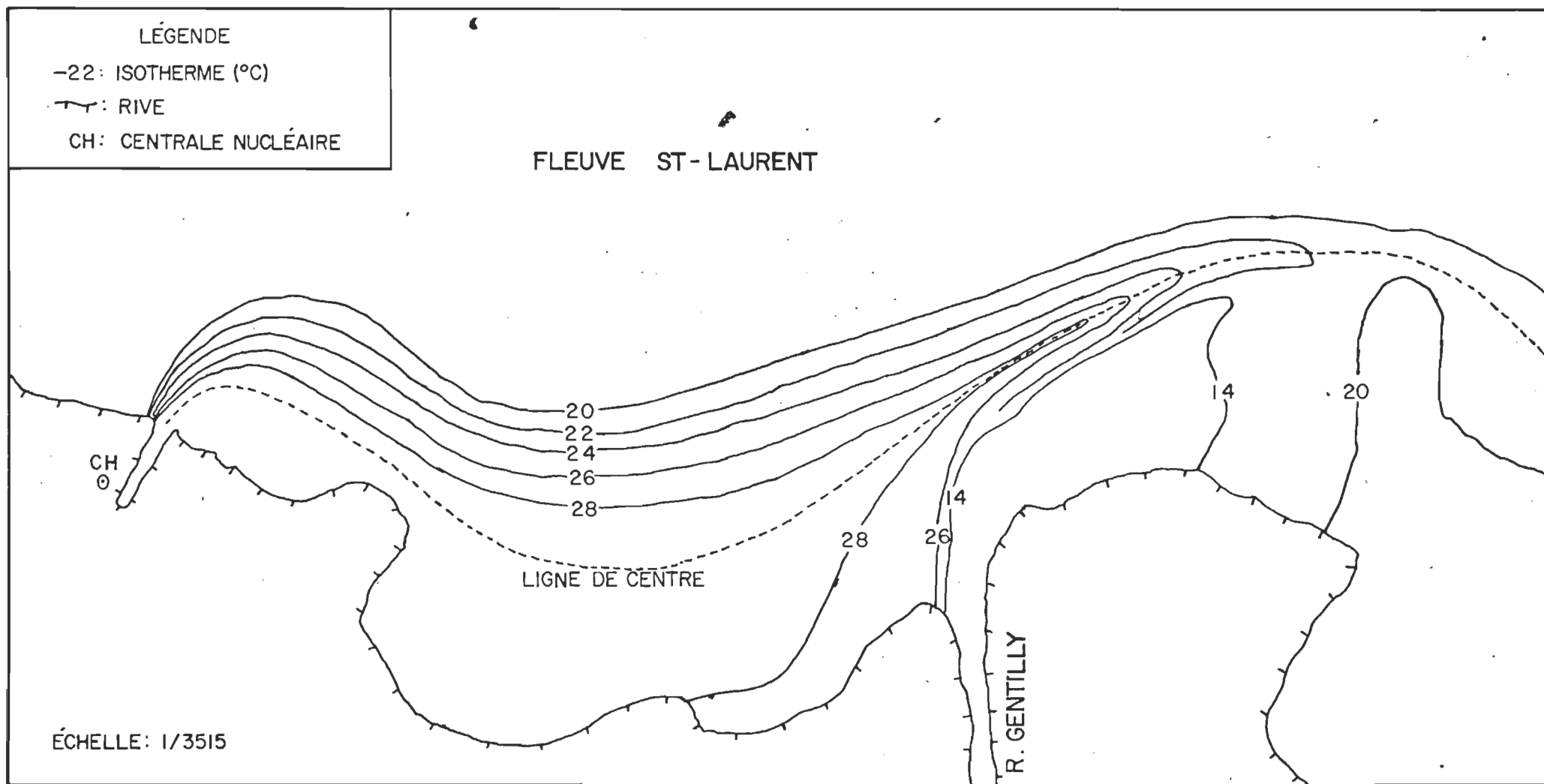


FIGURE 9

THERMOGRAPHIE (CNG) DU 8 AOÛT 1972 À 18 HEURES.

3.2 Considérations cinétiques

Ayant examiné brièvement la thermographie (fig. 9), nous avons principalement remarqué des effets cinétiques. Une première étape serait de mesurer les différentes vitesses de l'eau dans la région intérieure à l'isotherme 20 °C. A partir de cette distribution cinétique nous serons en mesure de définir un système de coordonnées spatiales relatif à une ligne de centre. Puis nous pourrions fixer des sections d'écoulement et calculer ainsi pour chacune d'entre elles une vitesse moyenne.

3.2.1 Distribution cinétique

A l'aide d'un appareil (fig. 10) nous avons mesuré les vitesses et directions de l'eau dans la région intérieure à l'isotherme 20 °C. Nous avons résumé ces données sur la figure 11.

3.2.2 Système de références

Soit le système de coordonnées spatiales suivant:

- 1) \hat{x} étant la direction tangente à la ligne de centre,
- 2) \hat{y} étant perpendiculaire à \hat{x} et orientée vers le bas,
- 3) \hat{z} orthogonale aux deux précédentes dans un système de références droit.

Le tout est rendu graphiquement sur la figure 12.

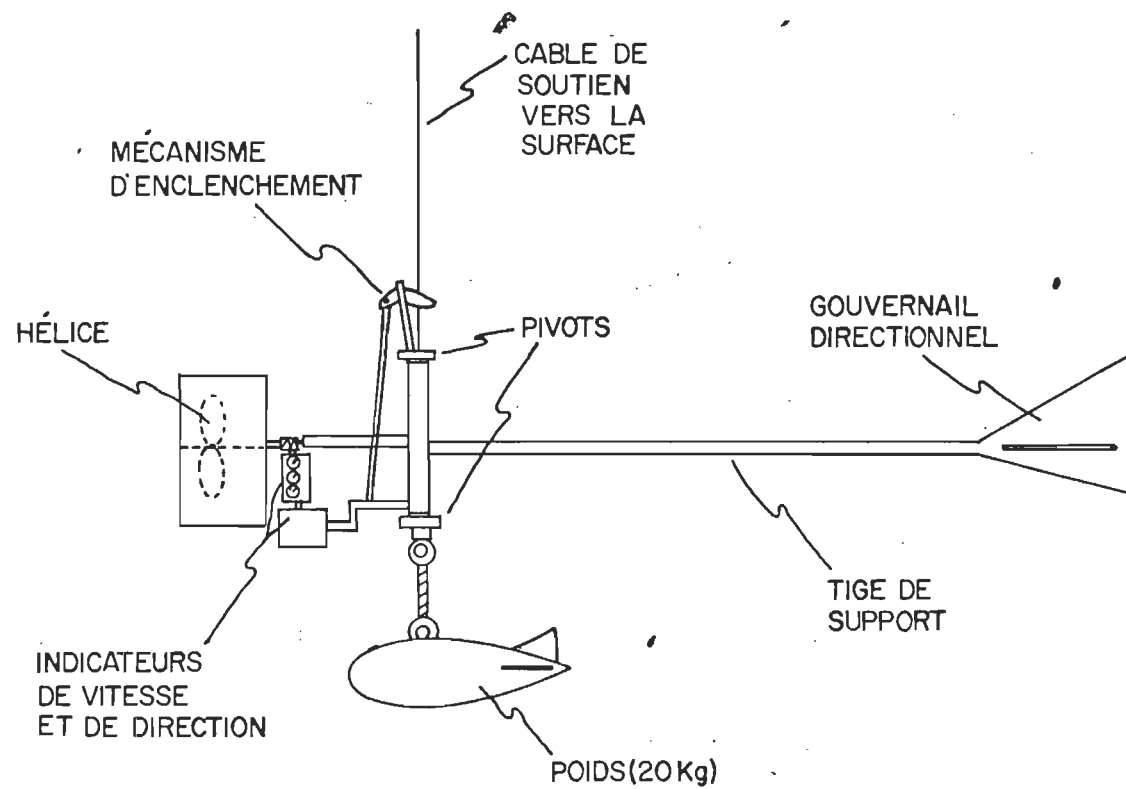


FIGURE 10

APPAREIL SERVANT A LA MESURE DE
LA VITESSE ET DIRECTION DE L'EAU

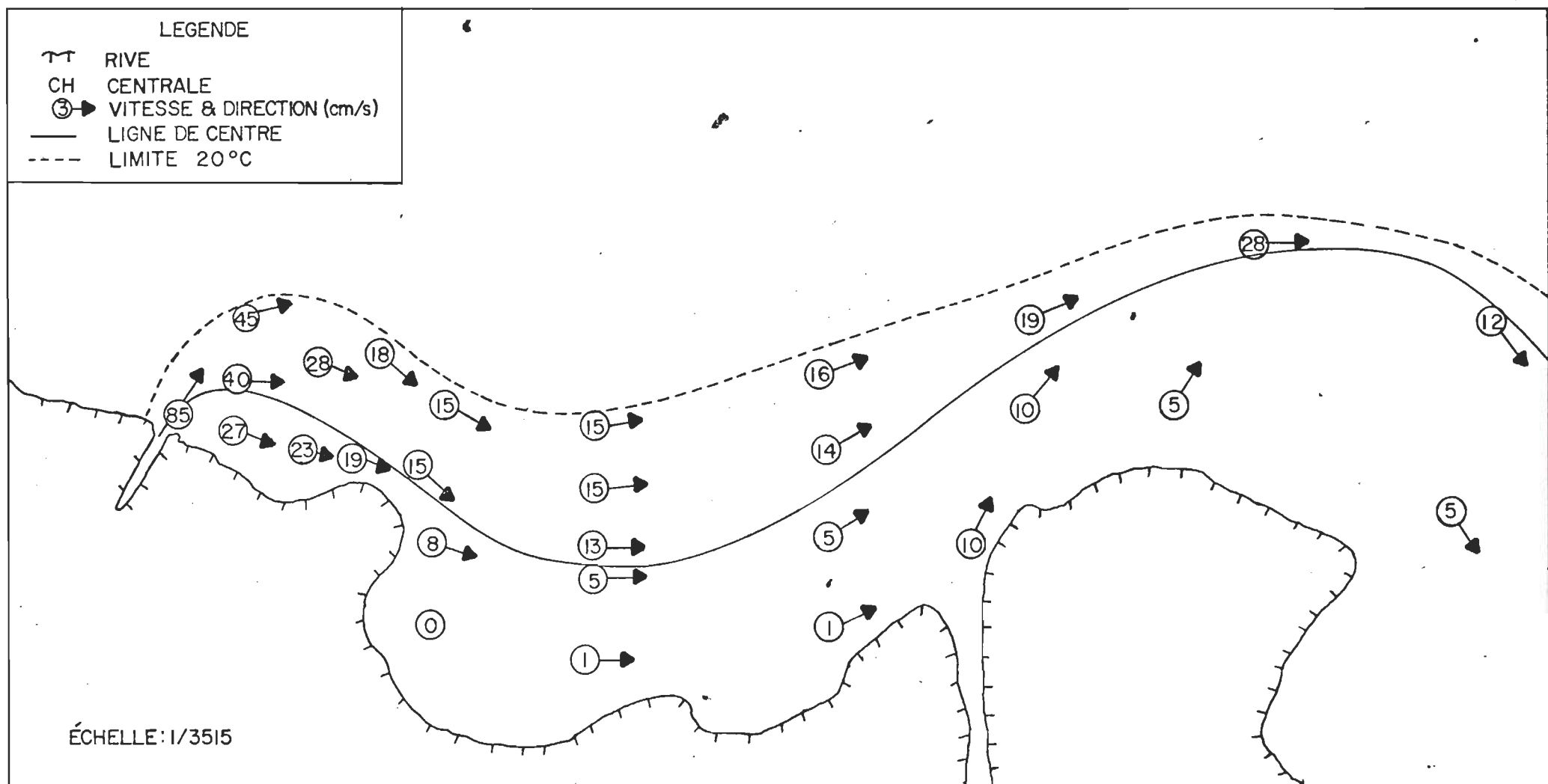


FIGURE 11

DISTRIBUTION DES VITESSES ET DES
DIRECTIONS DE L'EAU

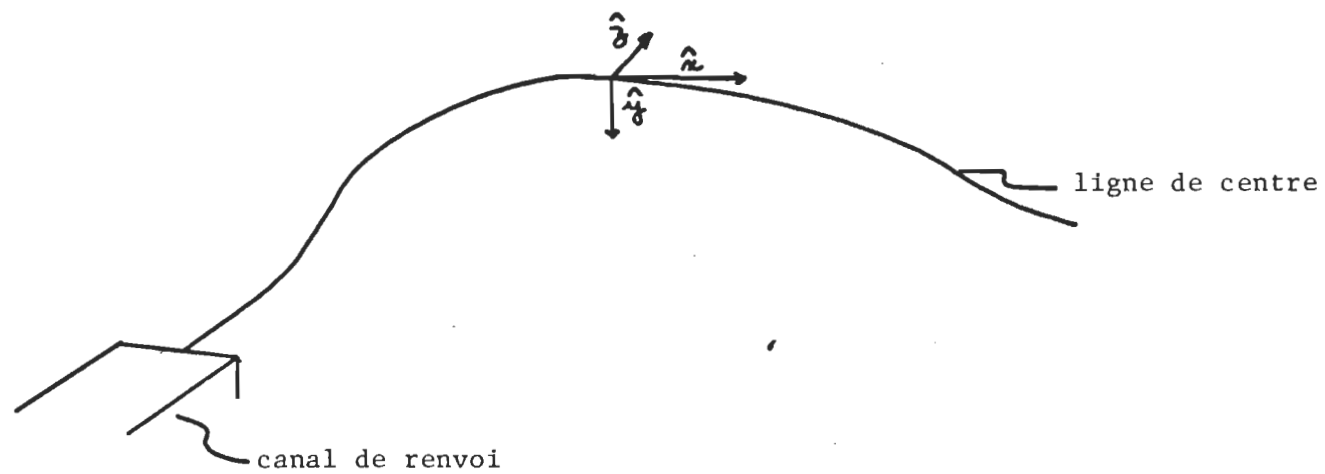


Figure 12

Représentation schématique du système
de références

Nous avons démontré au chapitre 2 section 3 que les changements de chaleur à l'interface eau-air ne dépendent pas linéairement des variables précitées (τ , C , T , ...). Ce qui indique que l'intégration serait un processus complexe.

Il nous apparaît donc nécessaire de diviser la nappe d'eau en un certain nombre de sections et de calculer pour chacune de ces sections les variations d'énergie par rapport à l'énergie initiale d'injection.

3.2.3 Section d'intérêt

Soit la figure 13, nous avons arbitrairement choisi quatorze positions sur la ligne de centre séparées l'une de l'autre de soixante-dix mètres. Nous avons mesuré dans la direction \hat{z} :

- 1) la largeur totale du rejet (fig. 6),
- 2) le profil des vitesses (fig. 11)

pour chacune desdites sections, ce qui nous a permis de calculer:

- 1) la vitesse moyenne,
- 2) la surface d'exposition pour une seconde,
- 3) le rapport d'énergie cinétique moyen.

Nous avons ainsi établi le tableau 2.

L'examen du tableau 2 nous conduit aux observations suivantes:

- 1) Une diminution de la largeur dans le premier 200 mètres suivie d'une brusque augmentation puis d'une diminution progressive jusqu'à 900 mètres du point d'injection.

LÉGENDE

- RIVAGE
- CHO CENTRALE
- LIGNE DE CENTRE
- LIMITE 20°C
- *3 POSITION DES SECTIONS

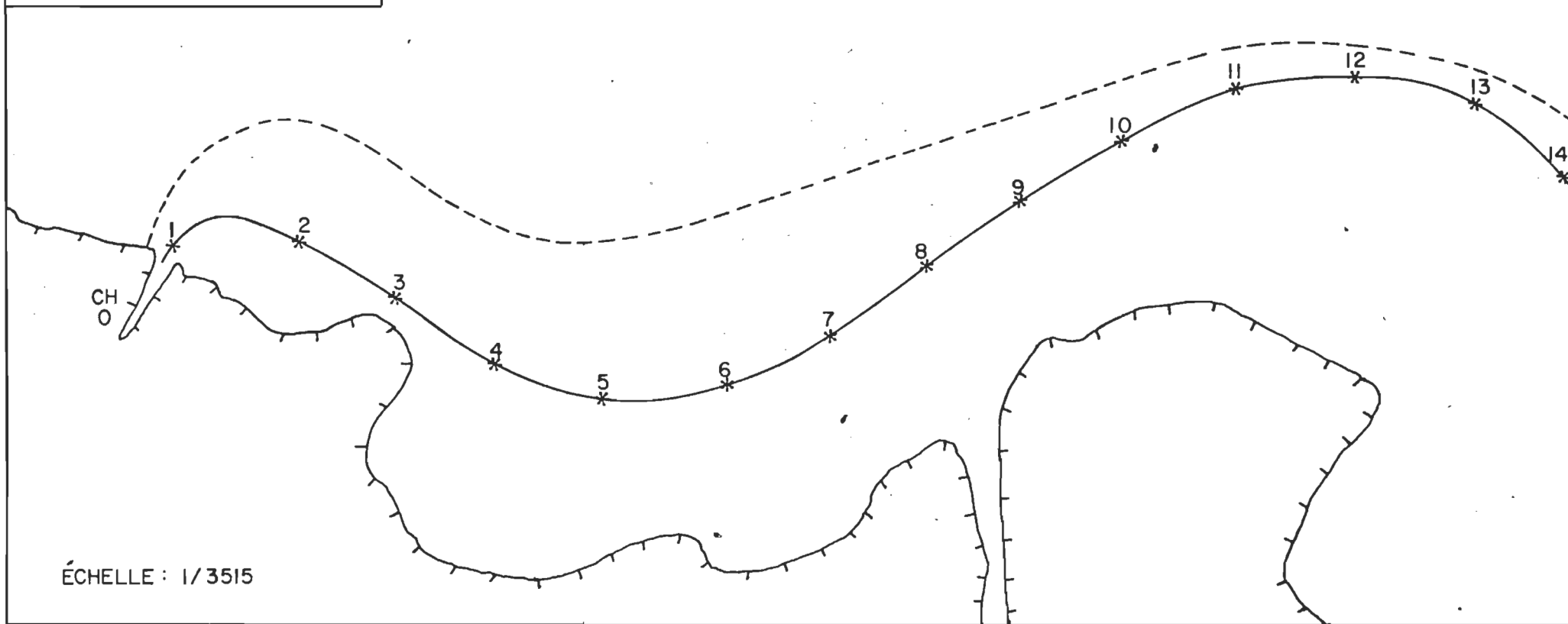


FIGURE 13

POSITION DES INTERSECTIONS DE LA LIGNE
DE CENTRE AVEC LES SECTIONS.

TABLEAU 2

Résumé de la distribution cinétique

<u>Section</u>	<u>Largeur</u> <u>(m)</u>	<u>Vitesse moyenne</u> <u>(m/s)</u>	$\frac{\bar{E}_{k,i}}{\bar{E}_{k,i-1}}$	<u>Surface exposée à</u> <u>chaque seconde</u> <u>(m²)</u>
1	105	0.40	1	42
2	128	0.24	0.36	30
3	81	0.23	0.92	19
4	197	0.09	0.15	18
5	197	0.09	1.00	16
6	232	0.08	0.79	19
7	183	0.08	1.00	15
8	127	0.12	2.25	15
9	84	0.12	1.00	10
10	65	0.13	1.17	8
11	53	0.17	1.11	9
12	42	0.17	1.00	7
13	35	0.15	0.77	5
14	102	0.11	0.54	11

2) La vitesse moyenne et le rapport d'énergie cinétique suivent essentiellement les mêmes variations. Soit une diminution progressive dans le premier 200 mètres suivie d'une augmentation entre 200 et 800 mètres puis une légère baisse en aval du 900 mètres.

3) La plus révélatrice de toutes les observations a trait au développement de la surface exposée par seconde. En effet, on remarque une diminution de cette dernière dans les premiers 400 mètres suivie d'une augmentation légère et d'une diminution graduelle jusqu'à 900 mètres.

Ces remarques nous laissent entrevoir des fluctuations de la profondeur de la nappe d'eau que nous pourrions quantifier à l'aide des paramètres relatifs à l'énergie potentielle de cette veine chaude.

3.3 Considérations sur l'énergie potentielle

3.3.1 Introduction

Telle que définie au chapitre précédent, l'énergie potentielle d'une veine liquide provient de deux composantes:

- 1) l'énergie potentielle de position,
- 2) l'énergie potentielle de pression.

Dans une première étape des considérations sur l'énergie potentielle, nous allons élaborer l'énergie potentielle de position ou énergie potentielle relative à la hauteur de l'eau en un point donné. En second, nous allons discuter de l'énergie potentielle due à la pression dans le liquide.

3.3.2 Energie potentielle de position

Afin de quantifier l'énergie potentielle de position, nous devons d'abord mesurer la profondeur d'eau. Cette mesure est quantifiée de la façon suivante: à l'aide d'un sonar fixé à une embarcation nous avons enregistré la profondeur en parcourant la région considérée le long des sections définies en section 3.2.3. Nous avons résumé ces mesures sur la figure 14.

Nous avons par la suite calculé une profondeur moyenne pour chacune des sections et une surface moyenne. Ces résultats sont présentés au

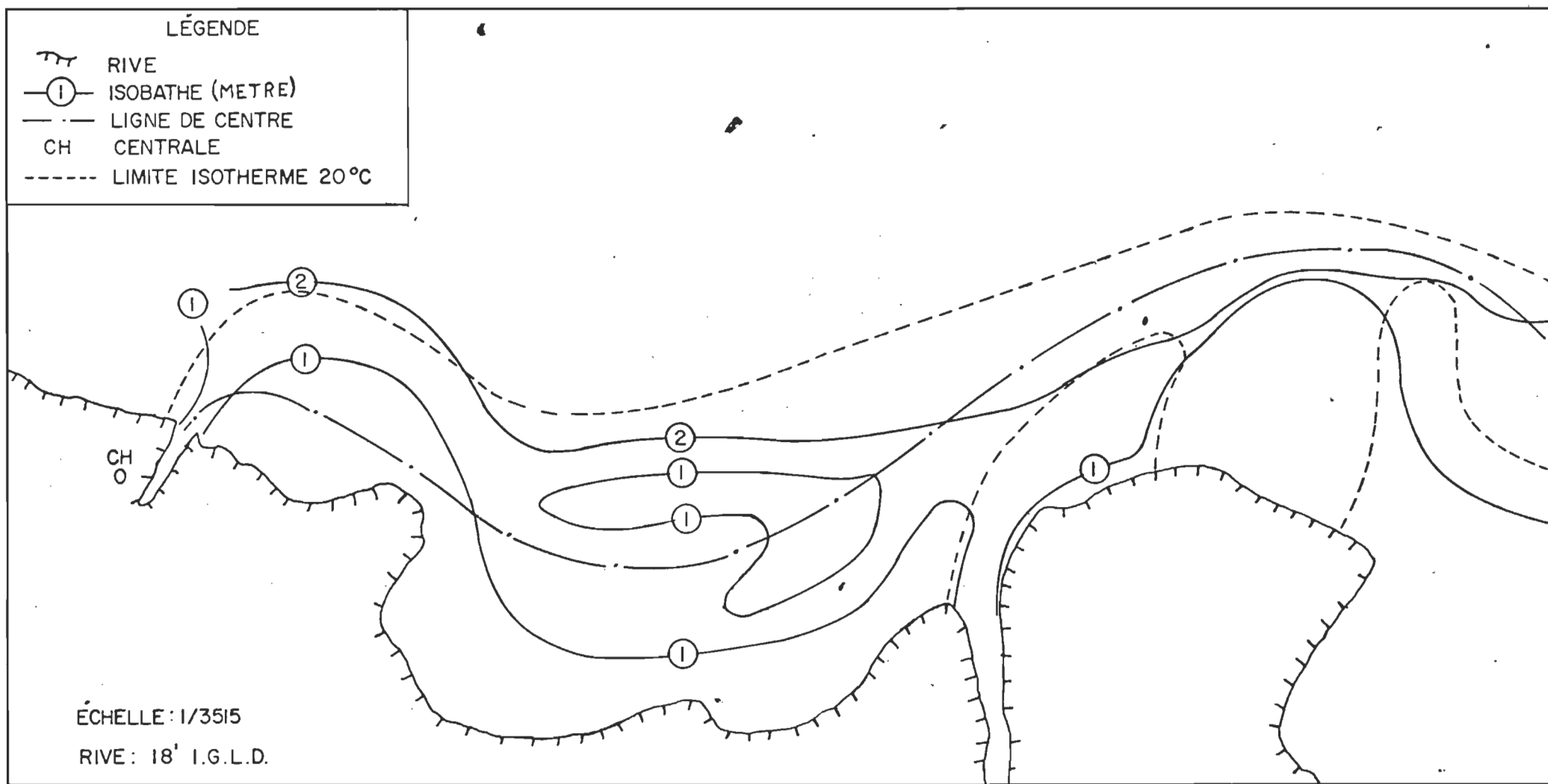


FIGURE 14

BATHYMÉTRIE DE LA REGION

tableau 3. Les remarques suivantes s'imposent:

- 1) de façon générale, la profondeur moyenne augmente vers l'aval;
- 2) la surface moyenne augmente jusqu'à 400 mètres de l'injection et diminue graduellement jusqu'à 900 mètres.

Il est à remarquer que la profondeur de l'eau ne fait que poser une limite supérieure à la profondeur réelle de la nappe chaude, le calcul de l'énergie potentielle pour chacune des nappes chaudes sera montré plus loin.

Il est bon de souligner que nous n'en sommes encore qu'à l'élaboration quantitative du milieu récepteur.

3.3.3 Energie potentielle de pression

Telle que définie au chapitre précédent, l'énergie potentielle de pression est:

$$\frac{\text{pression}}{\text{poids spécifique}} = \frac{P}{\gamma}$$

Ce terme que nous avons aussi exprimé comme la hauteur piézométrique devient, puisque nous sommes en écoulement à surface libre soumise à la pression atmosphérique, égale à la profondeur d'immersion.

Ainsi, on peut en conclure que l'énergie potentielle de pression sera égale à l'énergie potentielle de position.

Cependant, il nous est encore impossible pour le moment de quantifier ce paramètre énergétique car nous n'avons pas déterminé la dépendance

TABLEAU 3Profondeurs moyennes des sections

<u>Section</u> <u>no</u>	<u>Profondeur moyenne</u> <u>(mètre)</u>	<u>Largeur moyenne</u> <u>(mètre)</u>	<u>Surface moyenne</u> <u>(mètre²)</u>
1	0.4	106	42
2	0.5	128	74
3	1.0	81	81
4	1.1	197	217
5	1.2	197	236
6	1.2	232	278
7	1.2	183	220
8	1.8	127	229
9	2.3	84	193
10	2.4	65	156
11	2.4	53	127
12	2.2	42	92
13	2.2	35	77
14	1.6	102	163

de la température du liquide sur la position de chaque isotherme de surface.

En somme, nous avons fixé dans cette section une limite supérieure à la profondeur possible de la nappe d'eau chaude pour chacune de nos sections ou, mieux encore, une limite maximum à l'énergie potentielle totale pour chacune de nos sections que l'on peut exprimer ainsi:

L'énergie potentielle totale ramenée à l'unité de poids spécifique sera égale à deux fois la profondeur de chaque isotherme pour une section donnée où la profondeur maximum du rejet chauffé sera l'épaisseur de la nappe d'eau à cet endroit.

3.3.4 Débit maximum

Nous pouvons maintenant fixer un maximum au débit de chacune des sections. En effet, en multipliant la surface moyenne par la vitesse moyenne de chacune des sections, nous pouvons retrouver le débit moyen qui est aussi un maximum car rien à date ne laisse supposer que le volume chaud va passer par les sections fixées arbitrairement.

On présente au tableau 4 le débit maximum pour chacune de nos sections.

TABLEAU 4Débit maximum par section

<u>Section</u>	<u>Débit maximum</u>
<u>no</u>	<u>(m³/s)</u>
1	17.0
2	17.8
3	18.6
4	19.5
5	21.2
6	22.2
7	17.6
8	27.5
9	23.2
10	20.3
11	21.6
12	15.6
13	11.5
14	17.9

3.4 Considérations sur le bilan thermique initial

Nous allons maintenant élaborer sur le comportement thermique de la région considérée avant l'injection dans le milieu récepteur.

3.4.1 Distribution thermique initiale ou bilan biologique


Sans avoir la prétention de quantifier le bilan thermique dû aux effets biologiques, nous avons mesuré la température de l'eau dans la région considérée avec le réacteur et ses pompes de refroidissement à l'arrêt. Ces résultats sont présentés à la figure 15.

On remarque une hausse marquée de la température de l'eau dans la petite baie en aval de la centrale. Nous n'allons cependant pas faire le bilan thermique à l'interface eau-air de cette thermographie. Nous allons simplement considérer ces fluctuations de température comme des conditions initiales thermiques, en mentionnant que la précision de la technique de mesure de la thermographie originale (fig. 6) est inférieure à celle obtenue ici (mesures obtenues avec des thermographes enregistreurs).

Il est évident que nous aurons à soustraire ces dites conditions initiales de la thermographie originale.

A noter que dans tous ces cas, nous n'avons pas détecté des variations de la température de l'eau avec la profondeur.

LEGENDE

-  RIVE
 ----- LIMITE DE NOS MESURES
 —1.0— ISOTHERMES
 CH CENTRALE

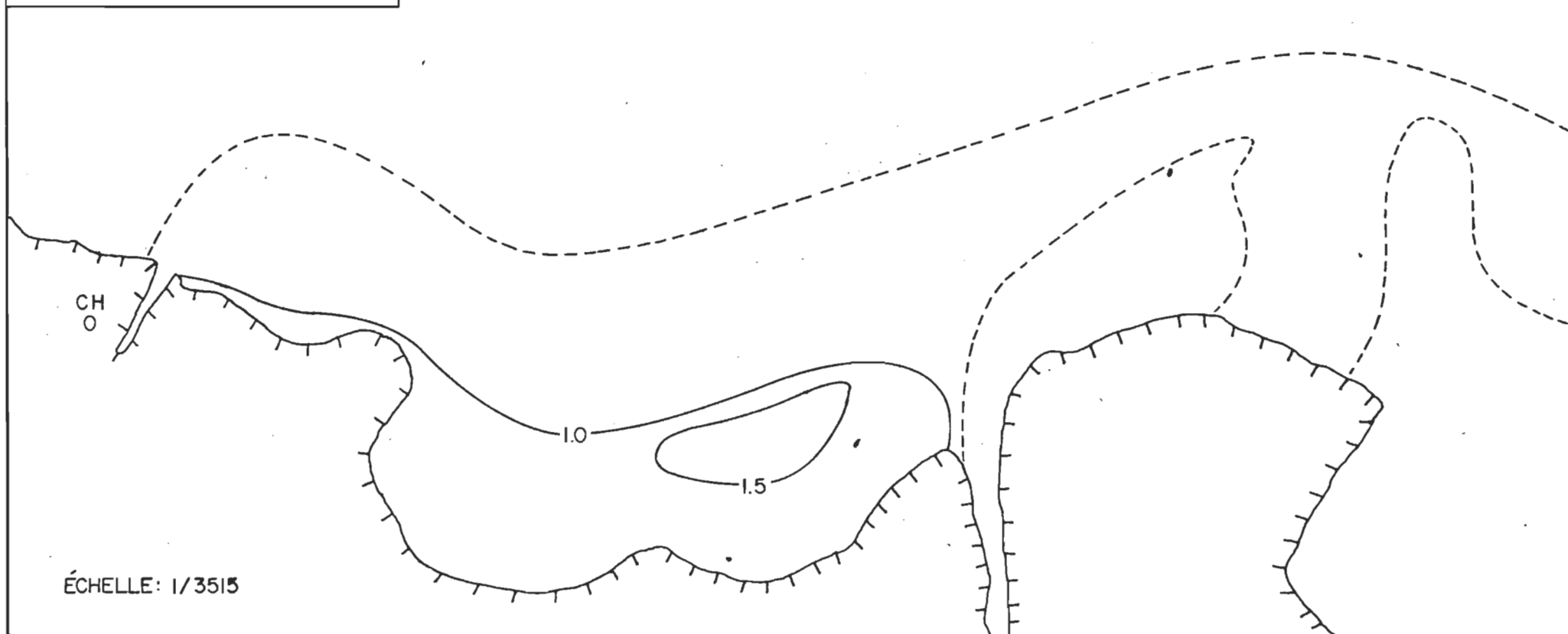


FIGURE 15

DISTRIBUTION THERMIQUE INITIALE AU DESSUS
DE LA TEMPÉRATURE AMBIANTE (20.5°C)

3.4.2 Distribution thermique sans fonctionnement

Nous avons montré au chapitre précédent (p. 29 et 30) qu'une variation de l'énergie cinétique ou/et potentielle contribuerait à augmenter la température de l'eau. Cette variation est proportionnelle au carré de la vitesse. Nous avons appelé ces variations (pertes de charges". Ignorant la valeur du coefficient de pertes de charges ζ , nous avons dû effectuer une thermographie supplémentaire (fig. 16) avec la centrale à l'arrêt. Les pompes de refroidissement opéraient à plein régime soit $17 \text{ m}^3/\text{s}$.

On remarque que même l'augmentation de la température varie de 1°C à 2°C .

3.4.3 Contribution thermique de la centrale nucléaire

La principale contribution thermique provient de la centrale nucléaire qui va envoyer au fleuve $17 \text{ m}^3/\text{s}$ augmenté par rapport à la température de l'eau d'entrée dans le circuit d'entre 8°C et 10°C .

LÉGENDE

- RIVE
- CH CENTRALE
- LIMITE DE L'ETUDE
- LIGNE DE CENTRE
- ISOTHERME

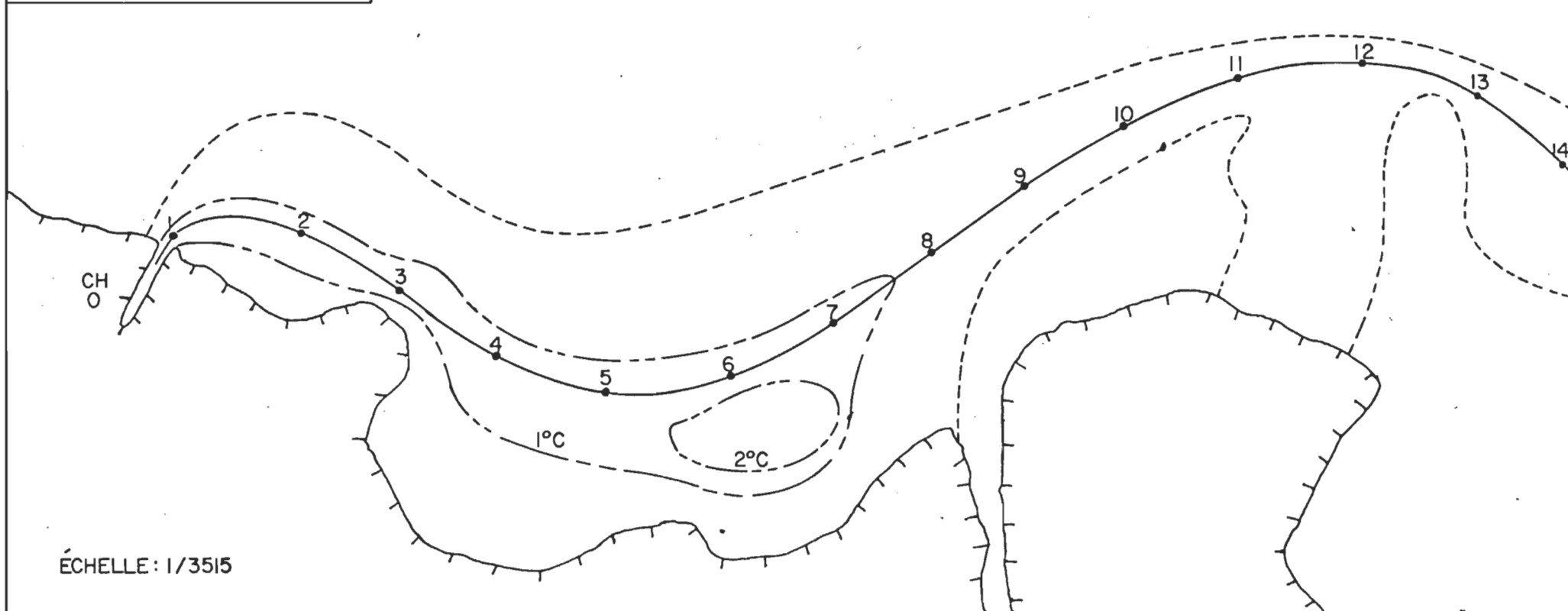


FIGURE 16

DISTRIBUTION THERMIQUE LORSQUE
 $U=0$
 AU DESSUS DE LA TEMPÉRATURE
 AMBIANTE (20.0°C)

3.5 Considérations générales

Nous avons présenté dans ce chapitre le site aquatique de la centrale nucléaire de Gentilly I en termes de paramètres physiques.

Ces paramètres sont les seuls nécessaires à la construction du modèle élaboré au chapitre suivant et même certains d'entre eux ne seront plus nécessaires car ils vont nous être utiles que pour calculer des constantes du modèle de diffusion.

CHAPITRE QUATRIÈME

PRÉSENTATION DU MODÈLE

4.1 Introduction

Ayant examiné dans les chapitres précédents les divers types de modèles susceptibles de fournir une solution au problème des rejets chauffés, nous avons défini les équations fondamentales permettant d'entrevoir une solution mathématique en termes du bilan énergétique ou équation de Bernoulli pour un courant réel. Nous avons décrit les paramètres expérimentaux du milieu réel.

Nous en sommes donc parvenus à la présentation du modèle. Pour ce faire, nous allons redéfinir le problème particulier de Gentilly et discuter des divers cas possibles de même que les paramètres que nous considérons comme dominants. Par la suite, nous élaborerons des étapes logiques permettant une solution en milieu réel.

En considérant différents aspects particuliers du problème, nous allons définir à titre de considérations générales les phénomènes régissant le comportement d'un rejet chauffé.

Puis nous considérerons l'aspect mathématique de la solution en milieu réel, c'est-à-dire sa distribution spatiale et son bilan énergétique. Nous présenterons le modèle mathématique avec ses diverses étapes de calcul de la trajectoire, de la distribution spatiale et des isothermes.

Finalement, nous élaborerons sur les limitations de ce type de solution.

4.2 Présentation du problème

Tel que défini dans l'avant-propos, nous allons considérer l'aspect physique du rejet chauffé relâché par une centrale nucléaire ou thermique. Nous croyons qu'une subdivision de la solution en deux parties s'impose, soit le bilan énergétique qui peut se solutionner mathématiquement comme nous le présenterons dans les sections suivantes, et la distribution spatiale pour laquelle nous élaborerons une présentation graphique à titre de solution.

Puisque tous ces types de solution demandent de prévoir l'impact physique du panache sur le milieu avant même la construction d'une centrale nucléaire ou thermique, nous devons élaborer le modèle à partir de paramètres qui sont indépendants de la centrale que nous définirons comme paramètres du site et les autres que nous nommerons paramètres du rejet.

Ainsi, les paramètres du site nous renseigneront sur le milieu récepteur. Par exemple, s'il s'agit d'une rivière ou d'un lac, la distribution cinétique avant l'injection sera un paramètre du site. Il en sera de même pour la variation temporelle de ce paramètre qui nous renseignera sur l'état de la marée locale ou des variations saisonnières de niveau de l'eau. Un autre type de paramètres du site que l'on peut associer à la météorologie nous renseigne sur la température de l'air et de l'eau, sur les conditions d'humidité, de vent ainsi que des précipitations.

En plus, les paramètres du rejet seront les seuls qui doivent être calculés et non mesurés. En effet, s'agira-t-il d'un rejet de surface ou d'un rejet en profondeur réalisé à l'aide de diffuseur simple ou multiple? La forme de canal de même que la vitesse d'injection nous permettra de décider s'il s'agit d'un rejet à régime laminaire ou turbulent et de calculer la dilution initiale et le temps que durera le régime s'il s'agit d'un régime turbulent. Enfin, le débit et la température du rejet sont des paramètres essentiels à tous les types de modèles.

4.3 Ebauche de la solution idéale

Tel qu'élaboré dans la présentation du problème, un grand nombre de paramètres sont nécessaires afin de permettre une formulation exacte du problème et ce pour un site donné. Il s'avère donc pratiquement impossible de formuler sous forme mathématique tous les paramètres rattachés à un seul type de modèle pouvant prévoir la distribution spatiale de tous les rejets chauffés à n'importe quel site.

L'approche généralement employée consiste à diviser le rejet en sections dépendant des phénomènes dominants de chaque région, à élaborer une solution particulière pour chacune et à fournir une solution partielle en fonction de la région étudiée. Evidemment, il faut que les solutions soient raccordées les unes aux autres de sorte qu'une solution générale soit rattachée à un site en particulier. Par comparaison avec le milieu réel, on aboutit à un modèle final après des modifications et des corrections souvent difficiles à raccorder avec la théorie (Abramovich, 1963; Benedict et al., 1974; Hirst, 1971; Pritchard, 1971).

4.4 Formulation de la solution réelle

Nous croyons qu'une approche plus généralisée centrée sur l'utilisation du modèle plutôt que sur les phénomènes à étudier serait plus réaliste. En effet, tel qu'élaboré dans l'avant-propos, le choix des modèles pour les rejets thermiques débouche sur une interprétation écologique. Il ne devient plus nécessaire de connaître avec exactitude la température de l'eau à un endroit précis dans le rejet, mais il est important de savoir quelle région est susceptible d'être affectée par le rejet et de combien l'écart maximum de température diffèrera du milieu ambiant.

Une règle générale semble se dessiner; cette dernière laisse paraître la définition de limites d'étendue et de température ou encore la définition de conditions pessimistes. On peut parmi ces conditions citer, soit la longueur maximum du rejet et sa largeur maximum, définir les pires conditions d'échanges atmosphériques et aussi la température maximum atteinte.

Nous suggérons donc une suite d'étapes aboutissant nécessairement à l'ébauche d'un modèle mathématique pour le cas particulier du rejet de la centrale nucléaire de Gentilly I.

Nous résumons ces étapes ici:

1. Evaluation du milieu réel. Nous avons déjà présenté ou nous présenterons les études suivantes: dilution; distribution cinétique des courants locaux pour diverses conditions de niveau; étude météorologique incluant les variations annuelles de température de l'air, d'hu-

midité, de pression atmosphérique et de distribution des vents; variations journalière et saisonnière de température de l'eau.

2. Evaluation des pires conditions de rejets. En groupant ces études nous pouvons ainsi définir les pires conditions de rejets pour un site donné.
3. Formulation mathématique du rejet et ses limitations. L'ébauche de la solution mathématique s'amorce de même que les limitations mathématiques ou phénoménologiques.
4. Sophistication selon le contexte écologique. Nous suggérons ici l'amélioration du modèle selon les facteurs écologiques limitatifs. Cette dernière étape ne fera pas l'objet de ce mémoire faute de contexte écologique particulier. En effet, les seuls facteurs limitatifs considérés ici seront l'étendue et la température.

4.5 Considérations générales

Trois facteurs ou processus physiques contrôlent la dispersion d'un effluent chauffé en milieu réel:

- 1) entraînement
- 2) diffusion turbulente
- 3) échange atmosphérique

L'advection est un autre processus qui influence directement la grosseur, la forme et la distribution d'effluents chauffés. L'interaction entre l'advection et les mécanismes de dispersion sera discutée ci-après.

4.5.1 Entraînement

Considérons en premier lieu le cas non réel d'une décharge non flottante dans un milieu stagnant homogène. L'injection d'un fluide sous la forme d'un jet dans un autre fluide crée une génération de courants turbulents causés par les différences de vitesse entre les deux champs.

Ce mouvement dit d'"Eddy" produit à la frontière de l'injection un mélange avec les courants ambiants, ce qui a pour effet de diluer le rejet et de l'élargir. Ces effets d'élargissement et de dilution sont appelés "entraînement" et la constante de proportionnalité reliant le flux volumétrique à la vitesse se nomme "coefficient d'entraînement". Si l'injection se fait en surface comme c'est le cas pour Gentilly, l'entraînement vertical est non-existant, c'est la raison pour laquelle nous ne discuterons que d'entraînement horizontal à Gentilly.

Des études expérimentales (Abramovich, 1963) ont montré que ces effets ont pour conséquences de rendre à la distribution cinétique autour de l'axe central une allure gaussienne. Cependant l'approximation gaussienne appliquée aux décharges en milieu réel reste sujet à de nombreuses controverses.

Dans la plupart des cas, l'effluent chauffé est moins dense que le milieu ambiant. Ceci a pour effet de produire une force de flottabilité agissant sur le rejet autant verticalement qu'horizontalement entraînant la formation d'une couche flottante et stable à la surface. Ceci réduit l'entraînement et la dilution dans la direction verticale et les augmente dans la direction horizontale. Lorsque la température du rejet décroît, la différence de densité tend vers zéro et à partir de ce moment la stabilité du rejet diminue et on peut considérer qu'il y aura mélange vertical accentué.

En présence de courants latéraux dans le milieu ambiant, le rejet et ces courants interagiront de façon à amener le rejet dans la direction des courants latéraux. Ces effets sont importants si la décharge est perpendiculaire aux courants ambiants comme c'est le cas pour Gentilly. Dans ce cas, l'entraînement est limité vers l'amont ce qui peut induire une certaine recirculation et ne l'est pas vers l'aval ce qui entraînera une distribution de surface qui aura la tendance à s'accoler à la rive et d'y demeurer.

4.5.2 Diffusion turbulente

Au fur et à mesure que les effets de l'injection décroissent, le rejet est soumis aux perturbations du milieu récepteur. La plus grande contribution à ces effets dits externes au rejet est l'effet de la diffusion turbulente.

Tous ces effets sont turbulents et sont responsables des mouvements et des mécanismes de transport dans le milieu ambiant. Pour un système fini tel que lacs et rivières, on se doit d'utiliser une constante de diffusion valable à une grande distance du rejet (Csanady, 1970). En plus, puisque ces courants dits d'Eddy sont limités par la dimension du milieu, des effets de frontière ont pour effet de diminuer la dispersion horizontale. De la même façon, la structure turbulente verticale sera limitée par l'interface eau - air et par la profondeur de la nappe d'eau réduisant la dispersion verticale.

On peut donc conclure que de par les résultats obtenus à Gentilly, la diffusion turbulente sera très limitée voir même masquée par l'entraînement dans la région proche et par les échanges atmosphériques dans la région lointaine, donc il ne sera possible d'en tenir compte que dans la zone de transition si cette dernière peut être bien définie.

4.5.3 Echanges de chaleur avec la surface

Le troisième facteur influençant la dispersion de la chaleur est la perte de chaleur à l'interface eau - air. Ces échanges s'opèrent sur toute la surface du rejet et sont d'autant moins négligeables que la surface d'échange est grande. Comme il a été démontré à la section 2.3, un bilan thermique peut être appliqué au rejet en ajoutant la notion de "température excédente" (T_E : différence entre la température du rejet et la température du milieu ambiant). On peut tirer de cette formulation le taux de transfert de chaleur à l'interface eau - air dû au rejet:

$$\tilde{H} = K T_E,$$

où le coefficient de transfert de chaleur (K) est fonction de la vitesse du vent, de la température ambiante et de la température excédente (Pritchard et Carter, 1972).

Puisqu'éventuellement toute la chaleur du rejet sera transférée à l'atmosphère, la configuration générale du panache sera d'autant plus grande que les échanges atmosphériques seront faibles.

4.6 Considérations mathématiques

Les lois de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sont la base de toute formulation des phénomènes de dispersion thermique; il en est de même pour l'équation d'état. Les modèles diffèrent les uns des autres par les approximations suggérées dans la solution du problème général.

A titre de rappel, nous allons ici présenter ces lois générales.

Considérons un fluide * ayant les composantes de vitesse u_j ($j = 1, 2, 3$) et une densité ρ fonction de la position x_j ($j = 1, 2, 3$), les équations fondamentales d'hydrodynamique et de thermodynamique gouvernant les phénomènes de dispersion thermique sont écrites en notation tensorielle cartésienne (Chandrasekhar, 1961):

1. Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0$$

2. Conservation de la quantité de mouvement

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - 2 \epsilon_{ijk} \rho u_j \Omega_k \\ = \rho X_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \end{aligned}$$

* les notations utilisées dans cette section peuvent différer de celles utilisées ailleurs dans le mémoire.

où μ = coefficient de viscosité

ϵ_{ijk} = tenseur de permutation (cyclique)

Ω_k = la composante du vecteur de rotation terrestre dans la direction k

p = pression

χ_i = la i ème composante de n'importe quelle force externe.

3. Conservation de la chaleur (enthalpie)

$$\begin{aligned} & \rho \frac{\partial}{\partial t} (c_v T) + \rho \mu_j \frac{\partial}{\partial x_j} (c_v T) \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) - p \frac{\partial \mu_j}{\partial x_j} + \Phi \end{aligned}$$

où T = température

c_v = chaleur spécifique à volume constant

k = coefficient de conductivité thermique

Φ = fonction de dissipation visqueuse d'énergie.

Le terme $p (\partial \mu_j / \partial x_j)$ représente l'augmentation d'énergie interne due à la compression dans le fluide.

4. Equation d'état

Si on ignore les effets sur la densité des solides dissouts et que nous ne tenons compte que de la température au dessus de la densité maximum, l'équation d'état peut s'écrire:

$$\rho = \rho_0 \left[1 - \alpha_T (T - T_0) \right]$$

où T_0 = température à laquelle $\rho = \rho_0$

α_t = coefficient d'expansion thermique.

Il est évident que dans le cas pratique qui nous intéresse, les quantités μ , c_v , α_T , k et la densité ρ vont demeurer constantes sauf dans la conservation de la quantité de mouvement pour le terme ρx_i . Ces approximations d'ordre général se nomment "approximations de Boussinesq".

Les équations de conservation ne peuvent être solutionnées directement, aussi chaque modèle varie dans la façon de solutionner ces dernières.

Puisque, comme nous l'avons démontré à la section du présent chapitre (p. 74), notre modèle ne cherche pas à quantifier la température en un point précis du panache mais plutôt recherche une limite d'étendue; donc, la solution des équations précitées ne fera pas l'objet de notre modèle.

4.7 Modèle mathématique

Nous proposons à titre de solution une approche peu orthodoxe que l'on pourrait qualifier d'approche phénoménologique: c'est-à-dire qu'elle est obtenue à partir de résultats déjà énoncés dans les chapitres précédents (p. 26, ...). Cette section démontrera la façon de définir l'approche empruntée dans le cas de Gentilly I.

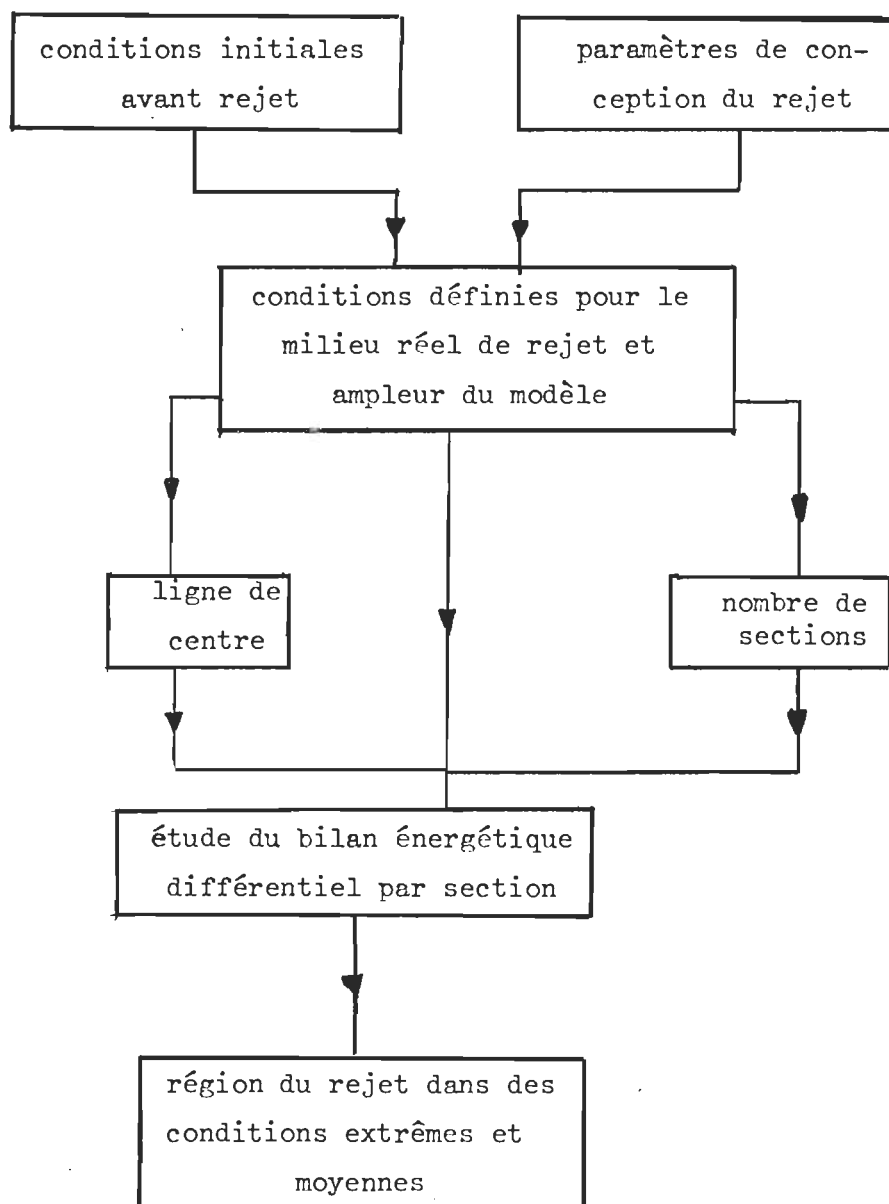
En effet, nous y présenterons d'abord un schéma de l'ensemble du modèle puis élaborerons en détail l'étude du bilan énergétique et ce dans les pires conditions de rejet, nous montrerons comment calculer la longueur et la largeur maximum du rejet, les températures maxima atteintes et en guise de résumé de ces calculs nous détaillerons deux thermographies dites de synthèse.

4.7.1 Schéma de fonctionnement

Nous présentons à la figure 17 le schéma de fonctionnement du modèle mathématique. On peut y remarquer quatre (4) étapes distinctes:

1. L'étude des conditions initiales avant rejet qui nous a permis au chapitre 3 de connaître le milieu dans lequel se ferait le rejet de même que l'étude des paramètres du rejet. Ces deux études sont nécessaires avant l'élaboration de toutes solutions ou approximations.
2. Les résultats de la première étape permettent de calculer la ligne de centre et offrent la possibilité de définir le nombre de sections d'intérêt. On associera à chaque section d'intérêt une vitesse moyenne,

FIGURE 17: SCHÉMA DE FONCTIONNEMENT DU MODÈLE



une largeur maximum, une surface d'exposition et une chaleur latente (heat content) avant rejet. Bref, cette étape sert à définir la région d'intérêt dans les conditions réelles de rejet et dans les pires conditions d'échanges atmosphériques.

3. Cette étape est essentiellement numérique et sert à comparer entre elles les sections d'intérêt. Deux résultats principaux y sont calculés:

- 1.- la déflexion du rejet par le milieu ambiant dans la région d'entraînement,
- 2.- la chaleur latente (heat content) après échange atmosphérique.

4. Cette dernière étape permet de calculer deux thermographies:

- 1.- une dans les pires conditions d'échange atmosphérique,
- 2.- une seconde à laquelle on a associé une probabilité de réalisation des conditions moyennes.

4.7.2 Délimitation des conditions réelles de rejet

Etablissons maintenant les conditions de rejet dans les pires conditions d'échange atmosphérique; nous signalons que pour le milieu aquatique aucun échange signifie que la température de l'eau ne décroîtera que par mélange avec le milieu ambiant.

Nous n'avons pas considéré le cas où le bilan thermique permettrait à l'eau d'accepter de la chaleur de l'air (voir chapitre 2, section 3).

Nous avons consulté l'étude entreprise par le groupe de recherche THERMOPOL (Vaillancourt et al, 1973) ayant quantifié les températures de l'air

et de l'eau à Gentilly. Nous présentons à la figure 18 les cycles annuels moyens pour ces paramètres.

Dans des conditions d'échange atmosphérique nulles, il est évident que le panache chaud ne sortira de notre distribution (p. 3) que lorsque ce dernier se sera mélangé avec un volume d'eau égal à neuf fois le taux de génération de l'eau chaude. D'après les études de Merritt (1967), les pires conditions de dilution sont à marée haute pour lesquelles on remarque un facteur de dilution de 9 après 2 200 mètres. Cette longueur sera retenue comme étant la longueur maximum de la région étudiée.

Nous pouvons maintenant définir le nombre de sections d'intérêt nécessaires pour permettre une étude plus détaillée de ce rejet. Pour que la comparaison avec la thermographie originale soit simplifiée, nous allons ici définir la longueur de chaque section égale à 70 mètres, ce qui signifie un total de 31 sections d'intérêt.

Nous allons maintenant par méthode graphique démontrer qu'il est possible de calculer la ligne de centre à laquelle nous imposerons les divisions mentionnées ci-haut.

De la distribution cinétique, il est possible d'obtenir le profil des vitesses ambiantes avant l'injection ($V_z = V(x)$) et par calcul volumétrique, la vitesse moyenne d'injection à laquelle on se doit de faire correspondre une constante d'amortissement * proportionnelle à la perte moyenne à l'injection; dans le cas de Gentilly I, cette constante d'amortissement est de 0.025 sec^{-1} .

* Constante d'amortissement = $\frac{\text{vitesse moyenne d'injection dans la direction } \hat{x}}{\text{distance par rapport à l'origine à laquelle la..}}$
 ..vitesse moyenne d'injection devient nulle
 ..dans la direction \hat{x}

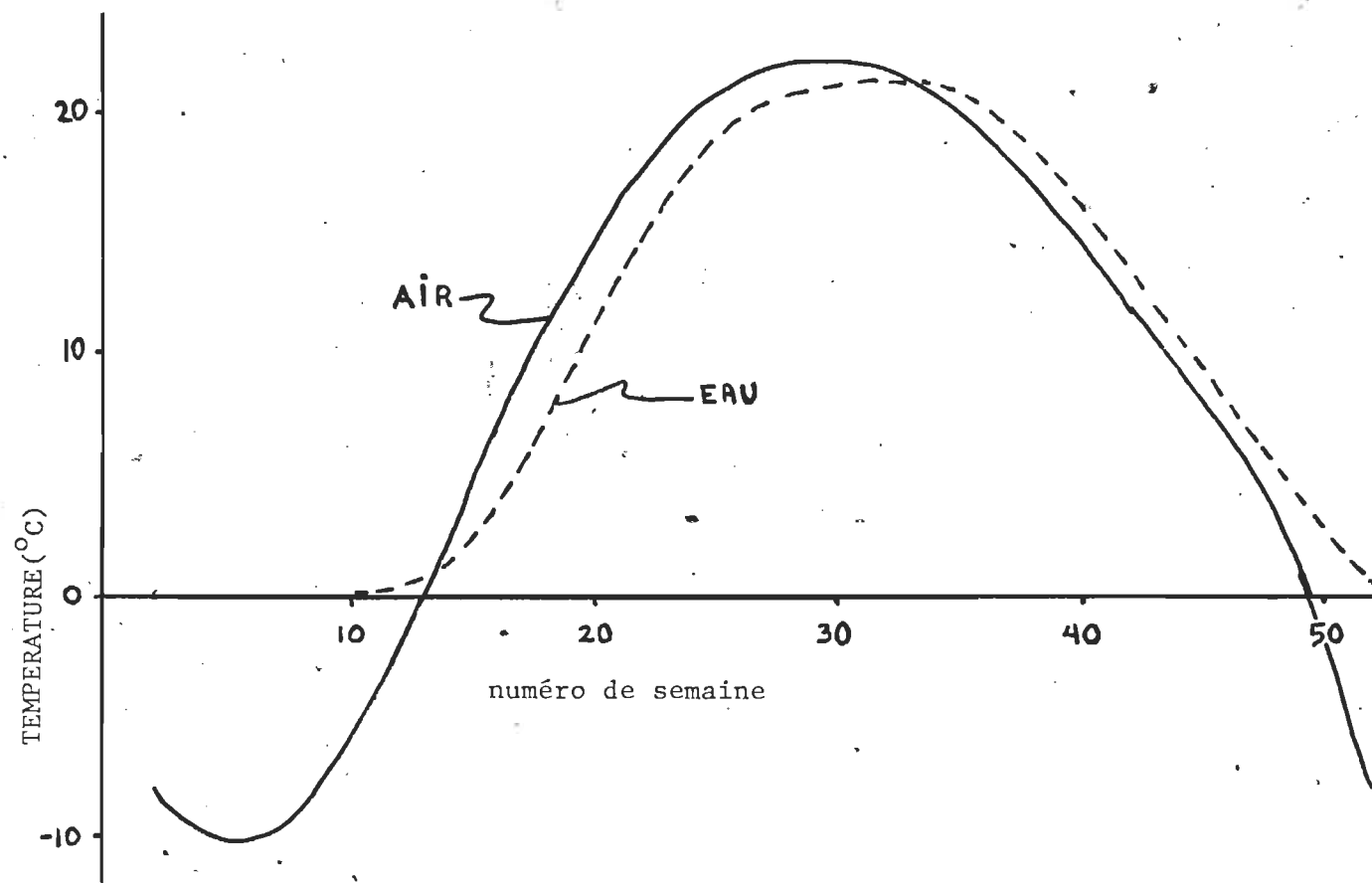


Figure 18

Cycle annuel moyen des température de l'air et de l'eau à Gentilly.

Par simple superposition graphique, il est possible d'obtenir les orientations que vont prendre les diverses vitesses des particules injectées et l'enveloppe de ces directions sera la trajectoire suivie par ces dernières. Ainsi de suite, toute la ligne de centre de la région sera tracée.

Pour fixer la largeur de chaque section d'intérêt, on se doit d'avoir recours à la région d'injection. En effet, notre première approximation de non-échange atmosphérique laisse supposer que le panache ira en s'accroissant de telle sorte que les isothermes ne seront jamais refermés. Donc, si c'est le cas, le panache ira en s'accroissant pour atteindre une largeur maximum à la plus grande distance (longueur maximum) du point de rejet. Nous allons d'abord définir le coefficient d'entraînement qui est la somme des coefficients de dilution, de dispersion et de diffusion. La région où les échanges atmosphériques sont minima est la région d'injection; il est donc possible de calculer entre deux sections d'intérêt l'augmentation de largeur pour une distance connue. Dans le cas de Gentilly I, l'augmentation latérale est de 0.67 fois la distance au point de rejet. Et puisqu'il existe une rive du côté sud de la ligne de centre, la limite latérale sera associée à la ligne de rivage de ce côté.

Ayant défini ces sections d'intérêt, il est possible d'associer à chacune

- 1) une vitesse moyenne calculée à partir de la nouvelle distribution cinétique définie ci-haut,
- 2) une largeur maximum calculée,
- 3) une température moyenne initiale mesurée sans rejet,
- 4) une surface d'exposition telle que montrée dans la figure 19, calculée telle qu'indiquée,

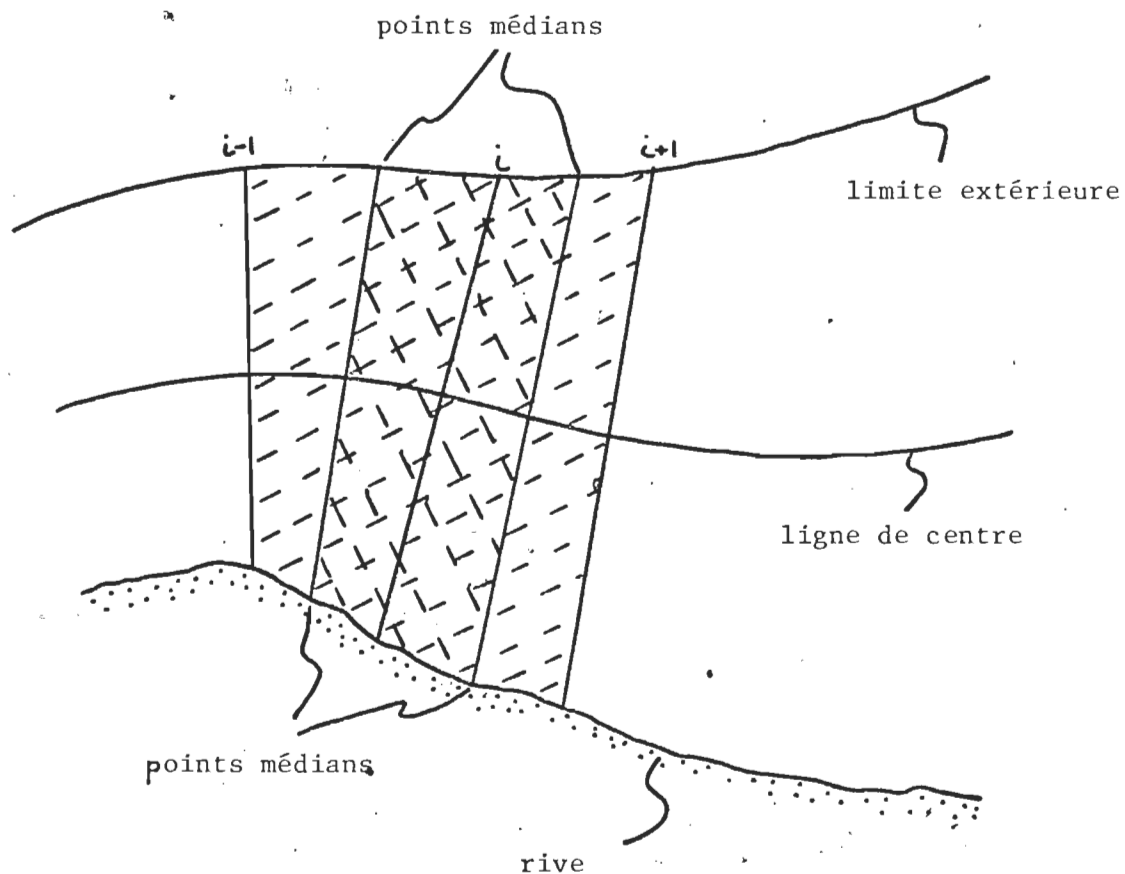


Figure 19

Méthode de calcul de la surface d'exposition
associée à chaque section d'intérêts.

- 5) de même qu'un temps d'exposition obtenu en divisant la longueur de la section par la vitesse moyenne de la section.

4.7.3 Distribution énergétique de chaque section d'intérêts

Nous allons quantifier le panache en termes de l'énergie totale contenue dans chacune des sections d'intérêts. Pour ce faire, nous allons nous inspirer du chapitre 2, section 1.4 où nous avons démontré l'équation de Bernoulli pour un courant réel.

Nous allons réunir ces variables mentionnées en une équation dite du bilan énergétique qui nous permettra de calculer la résultante nette sortant d'une section pour entrer dans la suivante.

Nous allons considérer les variables suivantes:

1. $E(\text{cin})_i$, l'énergie cinétique moyenne de la $i^{\text{ème}}$ section,
2. $E(\text{pot})_i$, l'énergie potentielle moyenne de la $i^{\text{ème}}$ section,
3. $E(\text{ther})_i$, l'énergie thermique moyenne de la $i^{\text{ème}}$ section incluant l'énergie thermique moyenne avant le rejet,
4. $E(\text{atm})_i$, l'énergie thermique moyenne retournée à l'atmosphère pour la $i^{\text{ème}}$ section.

On voit que:

$$E(\text{total})_i - E(\text{atm})_i = E(\text{total})_{i+1}$$

pour laquelle $E(\text{total})_i$ est l'énergie totale moyenne qui pénètre dans la $i^{\text{ème}}$ section, où:

$$E(\text{total})_i = E(\text{cin})_i + E(\text{pot})_i + E(\text{ther})_i.$$

Pour nos besoins, nous n'allons pas tenir compte de l'énergie potentielle des sections; ce paramètre sera discuté plus loin.

Les distributions cinétique et thermique moyennes avant le rejet ont été fixées à la section précédente (p. 88 et 90). Il nous est maintenant possible d'additionner les composantes énergétiques du rejet à la première section d'intérêt (p. 90, au bas), de calculer la perte atmosphérique de même que l'énergie totale de la section suivante (p. 90, énergie totale moyenne).

Il est bon de remarquer que nous devons recalculer la surface d'exposition de la section suivante avant d'entreprendre la prochaine série de calculs. En effet, nous avons considéré les pires conditions d'échange atmosphérique mais il serait faux de prétendre que la surface d'exposition va en accroissant jusqu'à la longueur maximum (p. 88).

Nous avons pu dans le cas du panache du 8 août calculer par quelle fraction la surface exposée (p. 88) diminue en fonction de la perte atmosphérique (p. 90) (fig. 20) en normalisant pour les variations d'énergie cinétique *. Nous devrions recalculer tous les autres paramètres mais l'expérience de Gentilly I nous a démontré que la précision de nos résultats s'y trouverait affecté sérieusement au fur et à mesure que l'on s'éloignerait du point d'injection.

De cette section, il nous est possible de faire ressortir l'évolution de l'énergie totale (p. 90, au bas) en fonction de la distance à l'origine.

* Ici, nous divisons l'énergie cinétique calculée (ch. 2, section 1.4) par $E(\text{cin})_1$ pour chacune des sections.

En nous replaçant dans le cas de Gentilly I et en normalisant [†] les vitesses moyennes de chaque section, ce qui a pour résultat de faire varier la longueur de chaque section, nous obtenons une décroissance quasi exponentielle (fig. 21) ce qui est conforme à l'expérience pour les cas de distributions cinétiques uniformes.

[†] même processus que dans le cas de l'énergie cinétique.

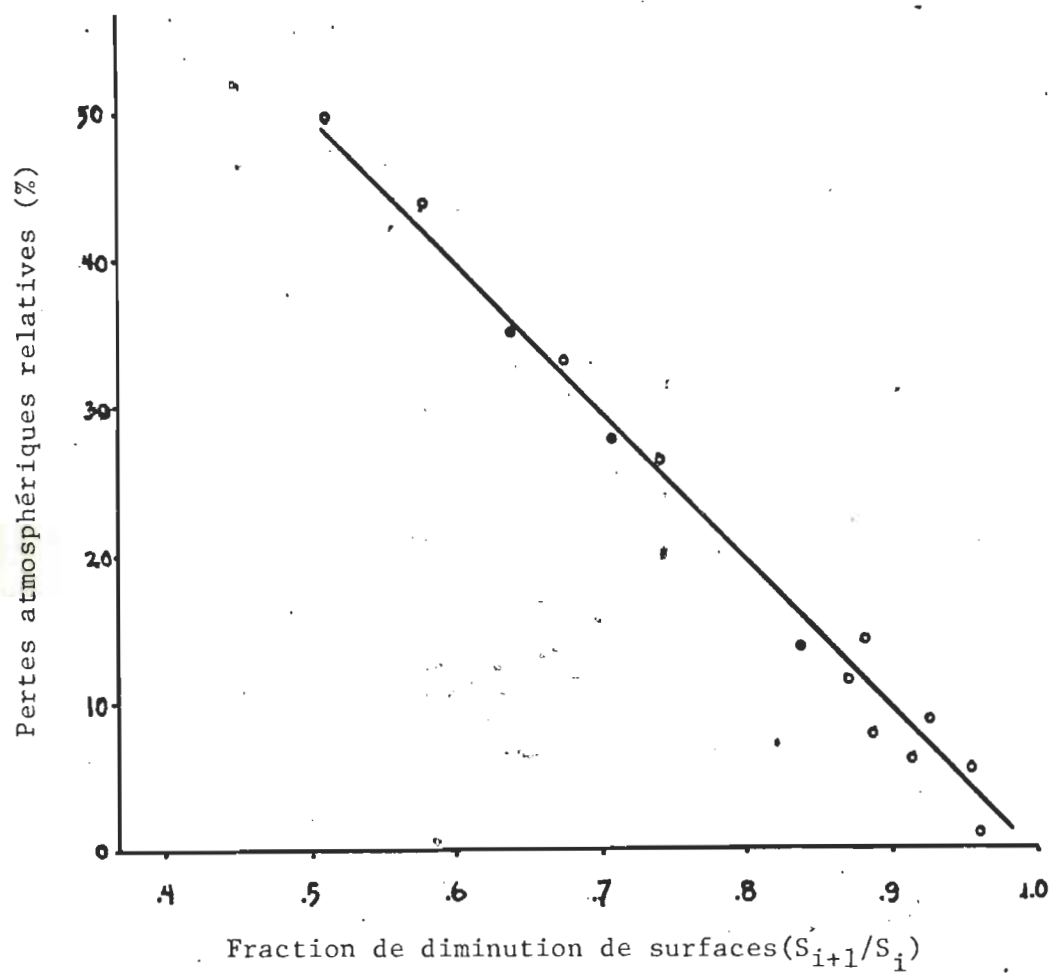


Figure 20

Relation entre le rapport des aires et des pertes
atmosphériques

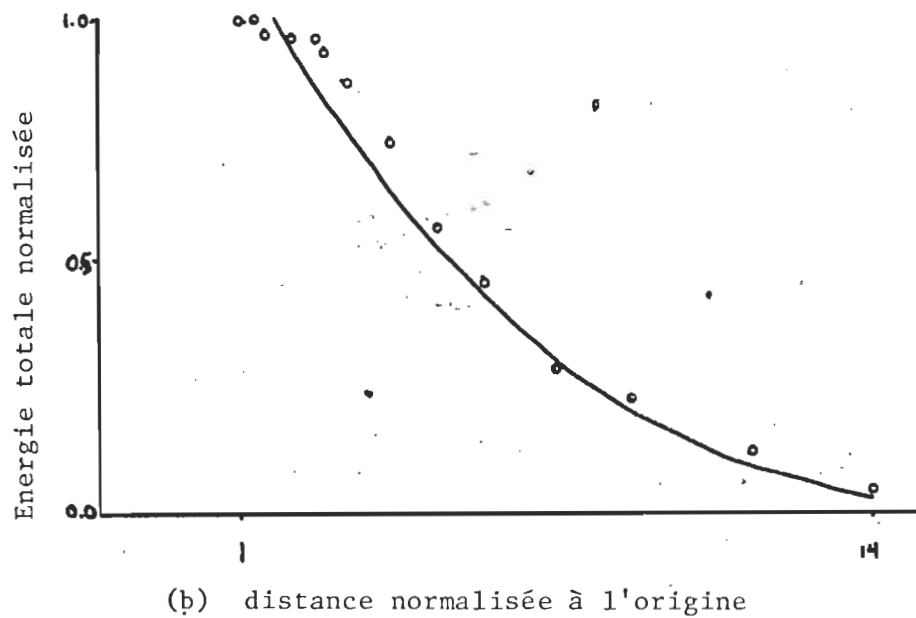
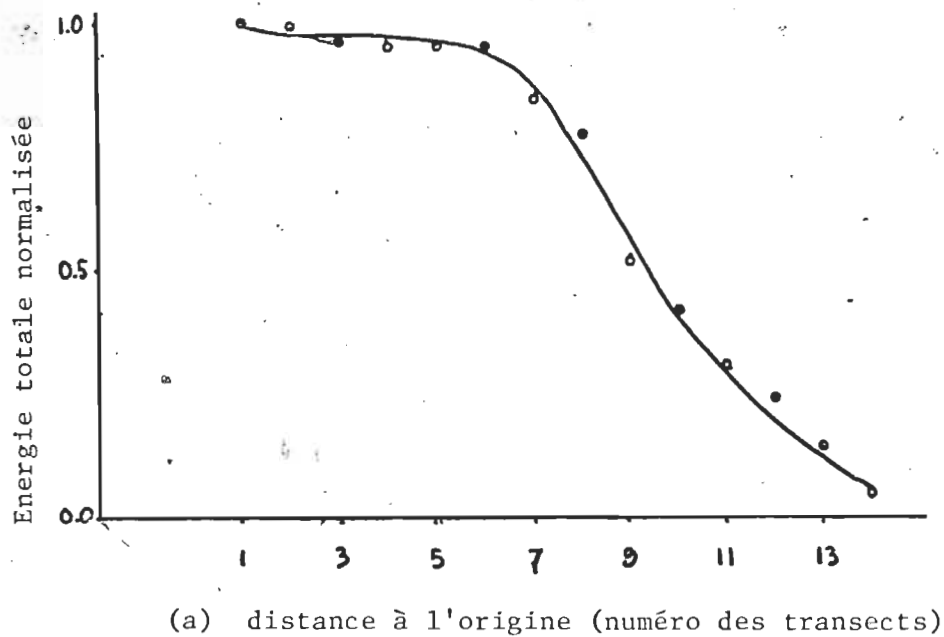


Figure 21

Variation de l'énergie totale moyenne en fonction de la distance à l'origine(a) et de la distance normalisée à l'origine(b).

4.7.4 Distribution énergétique pour chaque section d'intérêts et sommaire

Pour nous permettre de distribuer à l'intérieur de chaque section l'énergie totale et surtout l'énergie thermique, nous avons encore eu recours au cas de Gentilly I. Nous avons remarqué que:

- 1) la distribution thermique est fonction de la distribution cinétique,
- 2) la distribution thermique latérale est aussi fonction de la température maximum pour cette section.

La littérature nous montre que l'allure de la distribution thermique correspond à une gaussienne dans le cas d'une distribution cinétique uniforme (Abromovich, 1963). Nous avons donc établi la distribution thermique latérale à partir de la distribution cinétique normalisée. Et finalement, on reporte graphiquement sur la distribution cinétique réelle.

Connaissant le débit de chaque section, la vitesse moyenne et la surface exposée, on a pu calculer pour chaque section et pour chaque isotherme la profondeur et la largeur maxima à l'aide des expressions suivantes:

$$\text{profondeur}_{i, j} = \left(\frac{\text{débit} \times \text{longueur}}{\text{vitesse moyenne} \times \text{surface exposée}} \right)_{i, j}$$

$$\text{largeur}_{i, j} = \left(\frac{\text{surface exposée}}{\text{longueur}} \right)_{i, j}$$

où i correspond à la i ème section et j au j ème isotherme.

En comparant ces résultats, il est simple d'établir une largeur et une profondeur maximum pour l'ensemble du rejet. Il en est de même pour l'ensemble de ces résultats qui sont exprimés sous forme de thermographie des pires conditions de rejet (Fig. 22).

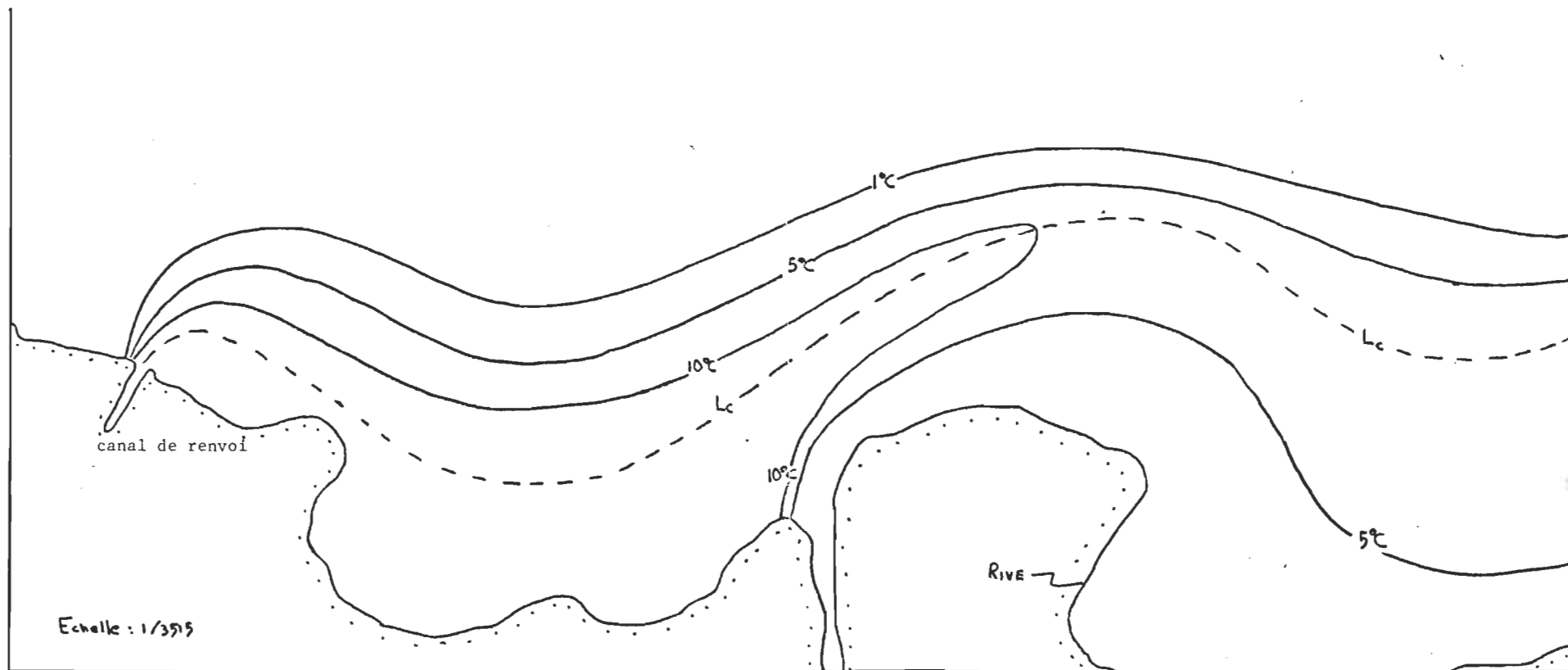


Figure 22
Thermographie des pires conditions de rejet.

En guise de sommaire, nous ne croyons pas qu'une seule thermographie des pires conditions de rejet serait représentative du rejet. Aussi, nous allons introduire ici une thermographie moyenne de la région; donc, le calcul est fait à partir de la thermographie des pires conditions de rejet.

Nous définissons d'abord un facteur associé à la fréquence annuelle où nous retrouverons les pires conditions de rejet. Puis nous établissons les meilleures conditions de rejet auxquelles nous associons une autre probabilité annuelle de réalisation, telle que la température maximum et tous les autres paramètres du rejet seront réduits par ce facteur. Ainsi, supposons le cas où les pires conditions de rejet se retrouvent 10% du temps et que les meilleures conditions 20% du temps sur une période d'une année; le facteur de pondération affectera par exemple la longueur maximum du rejet de la façon suivante:

$$\text{longueur maximum (pires conditions)} \times .1 = 220 \text{ m}$$

$$\text{longueur maximum (meilleures conditions)} \times .2 = 240 \text{ m}$$

$$\text{longueur maximum (autres conditions)} \times .7 = 910 \text{ m}$$

d'où la longueur maximum moyenne sera de 1370 mètres. Et ainsi de suite pour les autres paramètres. Nous avons encore résumé l'ensemble de ces paramètres sur la thermographie de surface de la figure 23.

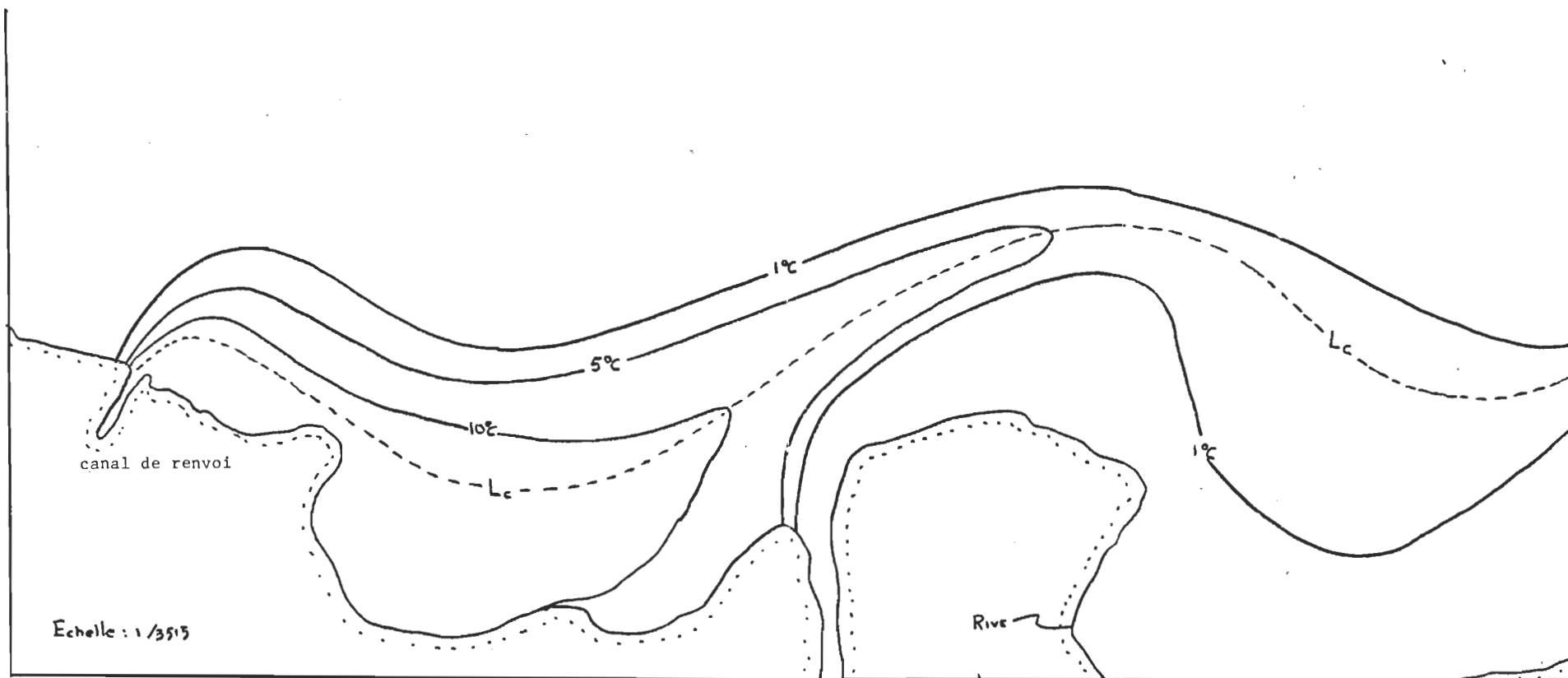


Figure 23

Thermographie des conditions moyennes annuelles.

4.8 Limitations de l'approche mathématique

Nous croyons que certaines conditions ou restrictions ont dû être imposées au modèle pour conserver son élégance. Il s'avère cependant nécessaire de faire remarquer certaines de ces limitations.

Un problème souvent rencontré et dont nous n'avons pas tenu compte dans notre approche est la recirculation d'un certain volume du rejet. Ce phénomène est négligeable dans le cas de Gentilly I (Dubé et al, 1972).

Nous avons éliminé volontairement de nos discussions l'énergie potentielle du rejet. En effet, cette forme d'énergie est importante dans le cas d'un rejet en profondeur mais reste négligeable pour un rejet de surface dont la température du milieu ambiant est supérieure à 4 °C. Au-dessous de cette limite de température notre modèle n'est pas applicable directement. Il en est de même pour un milieu où il existe d'autres facteurs influençant la densité, par exemple en milieu marin où la salinité joue un rôle dominant sur le rejet (Joy, 1965).

Nous avons négligé les effets dus à la turbulence sachant que notre modèle s'applique pour de longs intervalles de temps; nous n'avons pas cru nécessaire de caractériser la turbulence en quantifiant les valeurs α mentionnées pour l'équation de Bernoulli pour un milieu réel.

CHAPITRE CINQUIÈME

AUTRES MODÈLES A GENTILLY

AUTRES MODELES A GENTILLY

Dans le but de fournir une représentation physique du panache chaud émis par la Centrale Nucléaire de Gentilly I, l'Energie Atomique du Canada Limitée (E.A.C.L.) et l'Hydro-Québec ont entrepris une étude de dilution (Merritt, 1967), (Service R.P., CNG 1970 - 1974). De même, l'Hydro-Québec a octroyé une commandite aux Laboratoires Lasalle dont le but était de prédire la distribution isothermique mais cette fois, à l'aide d'une maquette ou modèle réduit (Hausser, 1974).

Nous allons ici décrire chacune de ces techniques et les comparer avec nos résultats.

5.1 Modèle physique de dilution

Ce type de modèle permet de décrire la distribution d'un colorant injecté en milieu réel dans des conditions se rapprochant de la normale. Nous allons décrire les techniques de mesures et leurs principales conclusions, puis nous ferons remarquer les principales divergences avec notre modèle.

5.1.1 Technique de mesure et conclusion

Cette technique consiste à injecter directement dans l'eau de façon continue de la Rhodamine B (BN-450 de C.I.L.). La mesure de la concentration s'est effectuée avec un fluorimètre Turner (modèle 111) muni d'une cellule à flot continu de 20 ml.

Les différentes études ont été représentatives des diverses conditions hydrologiques de la région de Gentilly, soit:

- 1) marée: haute, basse, montante et baissante.
- 2) rejet en eau froide avec ou sans les pompes de refroidissement en fonction.

La figure 24 résume les mesures effectuées dans des conditions de rejet semblable aux conditions de rejet de la thermographie originale (fig. 6).

On peut en effet remarquer que:

- 1) l'allure générale du panache semble être essentiellement la même
- 2) la dispersion latérale à la zone d'injection est plus forte

Fleuve saint-Laurent

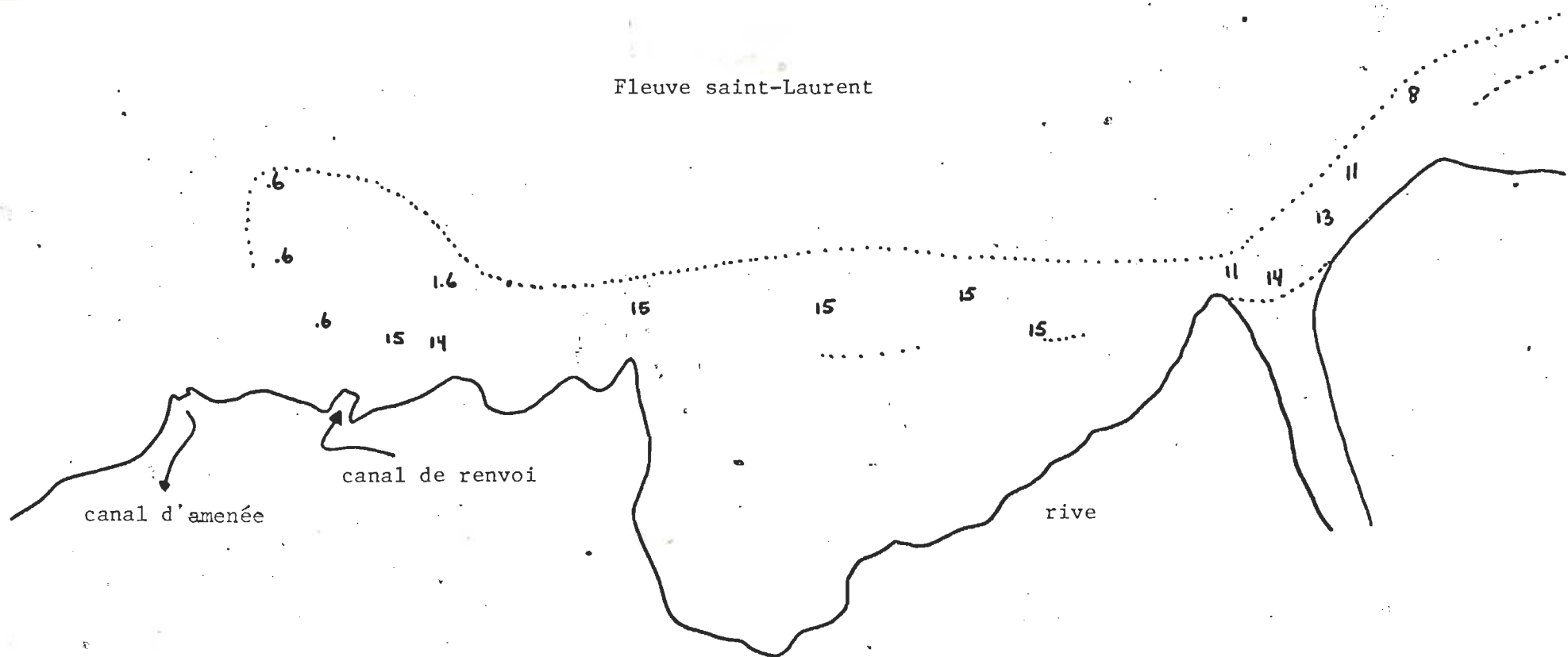


Figure 24

Résumé de l'étude de dilution, les chiffres correspondent à la concentration ($\mu\text{g/l}$)

- 3) la limite externe de ce panache coïncide presque entièrement avec celle de la thermographie originale
- 4) la limite interne est mal définie due à la présence d'herbes aquatiques dans cette région
- 5) la présence de la rivière Gentilly n'interfère pas avec l'allure générale du panache.

5.1.2 Points de divergence avec notre modèle

Nous avons cependant remarqué certaines divergences entre le panache résultant de l'injection de la Rhodamine B et celui du rejet chaud de la centrale de Gentilly.

En effet:

- 1) l'étalement latéral à la zone d'injection est moins marqué pour le panache chaud. Cet effet est probablement causé par les différences de densité dues aux différences de température (10 °C) ne favorisant pas le mélange.
- 2) l'étalement latéral dans la baie est moins marqué pour le panache de la Rhodamine B. On peut expliquer ce phénomène par l'absence de flottabilité de ce panache.
- 3) la rivière Gentilly ne dévie pas le panache de la Rhodamine comme nous l'avions observé pour le panache chaud.
- 4) enfin, on remarque une faible décroissance de la concentration le long de l'axe central de ce panache (fig. 24). On ne peut qu'évoquer l'absence de pertes atmosphériques et en conclure que les lignes de courant dans la région de rejet sont bien stables.

5.2 Modèle physique sur maquette

Nous allons en premier lieu établir les règles de similitude ou de "modeling" que nécessite l'élaboration d'un modèle réduit d'un rejet chaud. Ensuite, nous allons discuter du modèle physique du Laboratoire Lasalle et en troisième section, discuter de ces divergences par rapport à notre modèle.

5.2.1 Règles de similitude pour un rejet chaud

Ce type de problème peut, en premier lieu, être catalogué dans l'une ou l'autre des catégories suivantes:

- 1) Décharge dans un liquide habituellement au repos
- 2) Décharge dans un canal à vitesse unidirectionnelle
- 3) Décharge dans une rivière soumise à l'influence des marées

Puisque dans la seconde partie de ce rapport nous traiterons du cas particulier du rejet de la Centrale Nucléaire de Gentilly I, nous allons élaborer brièvement les règles de similitude pour la troisième des catégories soit un rejet soumis à l'influence des marées.

L'effluent peut se disperser suivant plusieurs mécanismes, ce qui, en général, complique l'élaboration de maquettes ou de modèles physiques réduits. Habituellement, un de ces mécanismes d'échange thermique domine sur les autres et un site est habituellement caractérisé par différentes zones où un mode d'échange thermique domine *.

* NOTE: Si plus d'un mécanisme influence la dispersion, il est impossible de reproduire de façon exacte les échanges thermiques en modèles réduits (Harleman, 1969).

Une étape importante, avant l'élaboration de modèles réduits, est donc de quantifier énergétiquement ces zones et ces modes d'échange thermique.

Les principales zones ou régions d'un rejet sont les suivantes:

1) Entraînement turbulent à la zone d'injection:

1-1) Caractéristiques

- très près de la sortie
- l'inertie de l'injection est importante
- les différences de densité ne le sont guère

1-2) Exigences du "modeling"

- il est nécessaire de respecter la similitude géométrique puisqu'il n'existe pas de moyen d'exagérer la structure turbulente verticale de l'injection
- le nombre de Reynolds doit excéder 2500
- la loi de Froude devient:

$$\lambda_v = \lambda_d^{\frac{1}{2}}$$

où λ est l'échelle de n'importe quelle quantité

v est la vitesse

d est la dimension de la sortie

Ceci est nécessaire si l'injection dépend de la gravité ou si les courants ambiants le sont.

2) Zone de remontée si l'injection n'a pas lieu en surface:

2-1) Caractéristiques

- la trajectoire est fonction de l'inertie et des forces de flottabilité

- le mélange est dû à la turbulence près de la frontière du panache chaud

2-2) Exigences du "modeling"

- similitude géométrique nécessaire
- nombre de Reynolds supérieur à la valeur critique
- la loi de Froude devient:

$$\lambda_v = \lambda_d^{\frac{1}{2}} \lambda_{\Delta}^{\frac{1}{2}}$$

où Δ est la différence de densité relative aux conditions ambiantes (ρ):

$$\Delta = \frac{\rho_{\sigma} - \rho}{\rho}$$

3) Zone de diffusion par convection de l'effluent:

3-1) Caractéristiques

- ce processus est essentiellement fonction des différences de densité
- le mélange est déterminé par le nombre densimétrique de Froude

3-2) Exigences du "modeling"

- la loi de Froude:

$$\lambda_v = \lambda_h^{\frac{1}{2}} \lambda_{\Delta}^{\frac{1}{2}}$$

où h est l'épaisseur de la région chaude

- le nombre de Reynolds doit excéder la valeur critique

4) Transport massique de l'effluent:

4-1) Caractéristiques

- il est essentiellement fonction des courants ambiants
- il varie selon les conditions de marées

4-2) Exigences du "modeling"

- la loi de Froude devient:

$$\lambda_v = \lambda_y^{\frac{1}{2}}$$

où y est la profondeur de la nappe d'eau

- le nombre de Reynolds doit maintenir un régime turbulent
- la rugosité doit fournir des pertes de charges adéquates:

$$\lambda_C = \lambda_v \lambda_x^{\frac{1}{2}} \lambda_y^{-1}$$

où C est le coefficient de Chezy (Harleman, 1969)

x est la dimension du plan

5) Zone de diffusion et de dispersion:

5-1) Caractéristiques

- elle est essentiellement due à la turbulence dans le liquide ambiant
- on y remarquera une baisse de la température

5-2) Exigences du "modeling"

- pleine similitude géométrique. Ici, on ne peut exagérer l'échelle verticale
- on doit donc avoir

$$\lambda_C = 1$$

6) Echanges atmosphériques et par conduction aux frontières solides:

Ces pertes sont proportionnelles au produit de la surface par la différence de température. Or, la baisse de température est proportionnelle à la masse divisée par la perte de chaleur. Donc

$$\lambda_{\Delta\theta} = \frac{\lambda_{\text{masse}}}{\lambda_x^2 \lambda_t \lambda_\theta}$$

On doit maintenir une échelle exacte de température et de la différence de température, d'où:

$$\lambda_{\text{masse}} = \lambda_x^2 \lambda_y$$

et du modèle de Froude:

$$\lambda_t = \lambda_x \lambda_y^{-\frac{1}{2}}$$

En posant $\lambda_{\Delta\theta} = \lambda_\theta = 1$, on obtient:

$$\lambda_x = \lambda_y^{3/2}$$

Donc une exagération de l'échelle verticale d'un facteur $\lambda_y^{\frac{1}{2}}$

Or, on peut remarquer:

- 1- On peut constater certaines compatibilités et incompatibilités en fonction de zones
- 2- Plusieurs utilisent un facteur d'échelle:

$$\lambda_{\Delta} = 1,$$

c'est là un compromis mais on doit admettre qu'une exagération de l'échelle verticale, nécessaire pour certains problèmes,

empêche la simulation adéquate de la dispersion latérale par turbulence d'où les caractères des zones 1 et 5 n'y sont pas représentés exactement.

On utilise habituellement deux maquettes pour la simulation:

1) la première sans exagérer l'échelle verticale dans la zone proche de l'injection.

2) la seconde avec exagération de l'échelle verticale dans la zone lointaine (les données de base doivent venir de 1).

On doit encore admettre que la zone 5 n'y sera pas simulée.

5.2.2 Modèle physique inhérent au rejet chaud de Gentilly

Pour des conditions de rejet identiques à celles du 8 août 1972, le modèle physique présente les caractéristiques de la figure 25.

On remarque sur la thermographie du modèle un rayon de courbure plus grand dès l'injection et une dérivation du panache vers l'aval plus au large que dans la thermographie nature. L'allure de la distribution thermique ne semble pas avoir tenu compte des mêmes phénomènes d'échanges thermiques; en effet, le modèle présente une baisse de température exponentielle en fonction de la distance de l'injection alors que la thermographie nature présente d'abord un plateau. De nombreuses divergences entre les deux nous incitent à douter de la validité du modèle physique.

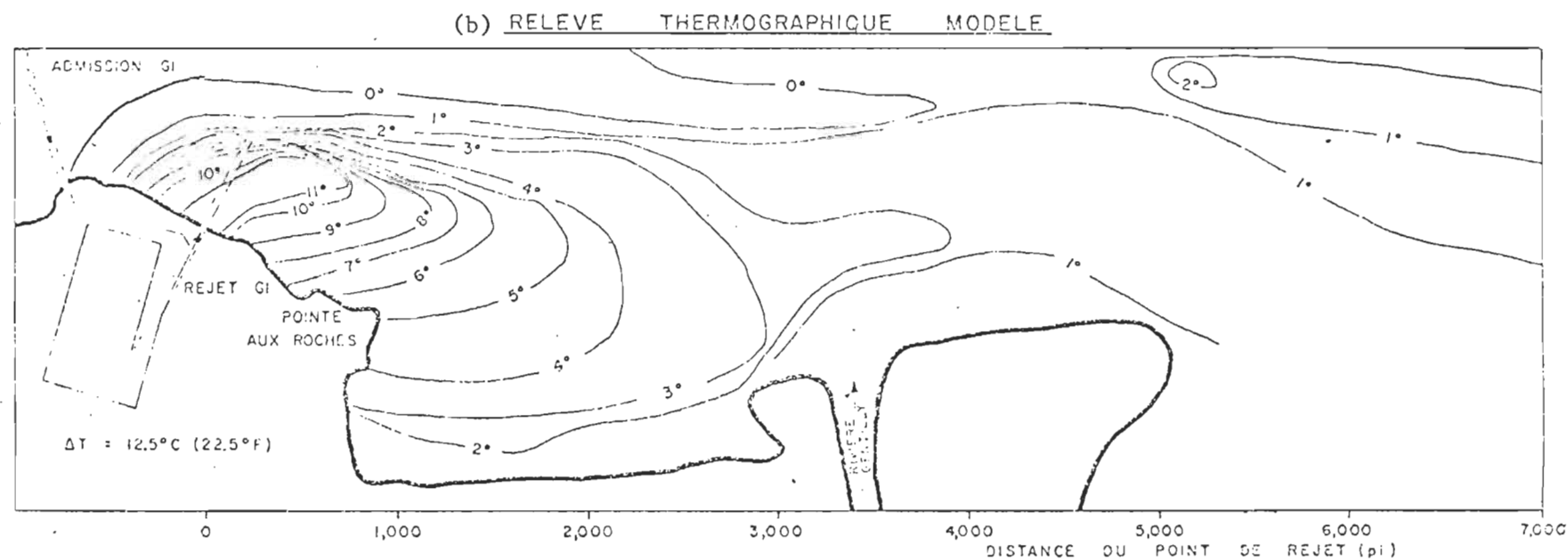
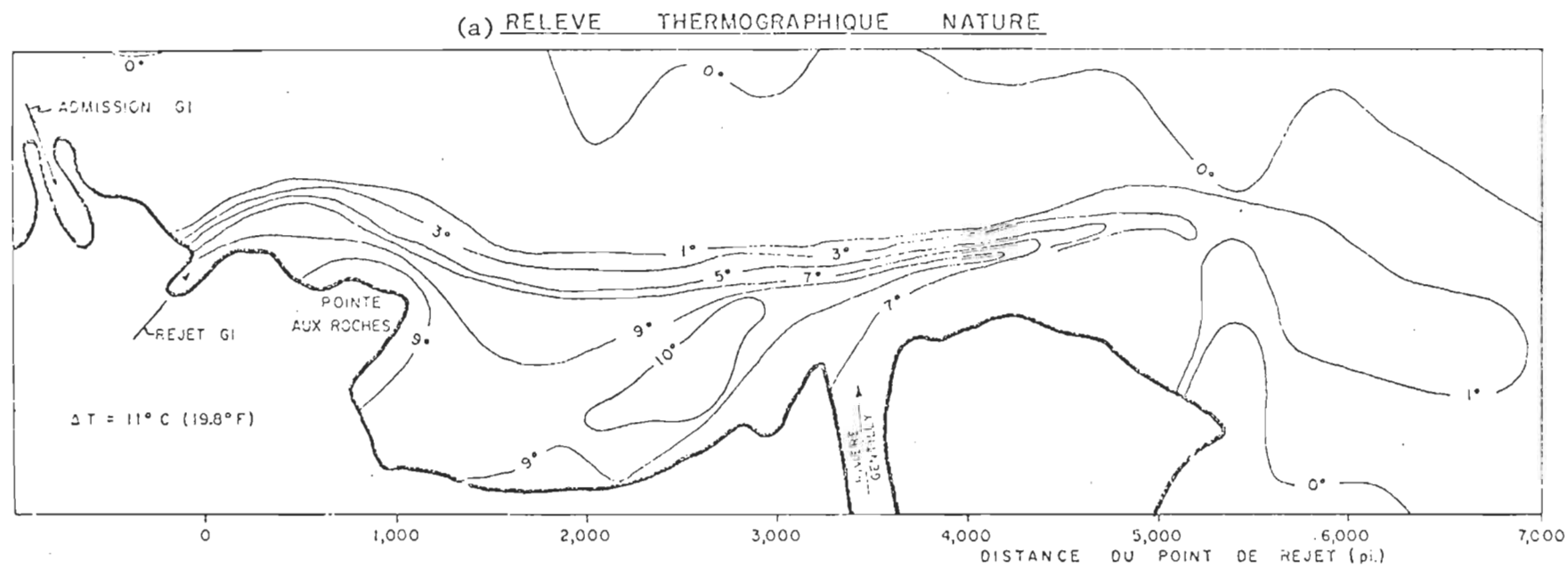


Figure 25

Comparaison entre la thermographie nature(a) et la thermographie sur modèle physique(b).

5.2.3 Cause de divergence de la thermographie sur modèle physique.

Tel que mentionné en section 5.2.1, les exigences du "modeling" n'imposent aucune distorsion à la zone d'injection (le rapport mentionne une distorsion de 4).

Pour ce qui est de la zone de diffusion par convection et de transport massique, la littérature accepte ici la distorsion de l'échelle verticale. Cependant, ils n'ont pu respecter ni la position du panache chaud ni son étalement vertical car ces deux derniers sont dépendants de l'injection.

En ce qui concerne la zone lointaine ou zone de diffusion et de dispersion, les critères de "modeling" imposent une similitude géométrique complète.

Donc, en général, le modèle physique réduit ne reproduit pas les échanges thermiques de ces zones et semble avoir plusieurs points de divergence avec la thermographie du 8 août 1972; cette dernière ayant servie de réglage thermique à la maquette.

CHAPITRE SIXIÈME

CONCLUSION

CONCLUSION

Nous avons énuméré les étapes nécessaires à l'élaboration d'un modèle mathématique pour le rejet de la centrale nucléaire Gentilly I. Nous nous sommes principalement attardés aux effets physiques reliés au panache chaud.

L'approche générale empruntée en est une dite phénoménologique. Nous nous sommes appuyés sur l'équation de Bernouilli comme base de notre formulation mathématique. Nous avons considéré deux (2) types de paramètres nécessaires à la construction du modèle soient ceux du site et ceux du rejet. A partir de ces derniers, il nous a été permis de définir pour un site des conditions limites de température et d'étendue. Nous avons solutionné les équations du modèle, ce qui nous a permis de calculer pour le rejet la perte d'énergie totale, la longueur maximum, la largeur maximum, la profondeur maximum dans les pires conditions de rejet et dans des conditions moyennes de rejet.

Notre approche a été basée sur la littérature et sur les calculs pertinents au rejet de Gentilly I lors de son fonctionnement à pleine puissance.

Nous avons montré les différences par rapport aux autres modèles à Gentilly. Les limitations que nous avons imposées au modèle sont volontaires car elles ont trait à des conditions qui ne prévalent pas en général pour le cas de Gentilly I.

Le processus de reformulation du problème à d'autres sites est simple. Il suffit de connaître les paramètres de rejet et de mesure, les paramètres de site et finalement, suivre la méthode de calcul utilisée.

BIBLIOGRAPHIE

- ABRAMOVICH, G. N., "The Theory of Turbulent Jets", Massachusetts Institute of Technology Press, Cambridge, Massachusetts, 1963.
- ALLEN, J. A., Ecology and Functional Morphology of Molluscs. Oceanogr. Mar. Biol. Am. Rev., 1: 253 - 288, 1963.
- BENEDICT, B. A., J. L. ANDERSON, and E. L. YANDELL, "Analytical Modeling of Thermal Discharges: A Review of the State of the Art", Center for Environmental Studies, Argonne National Laboratory, ANL/ES-18, 1974.
- BRADY, D. K., W. L. GRAVES, and J. C. GEYER, "Surface Heat Exchange at Power Plant Cooling Lakes", Edison Electric Institute, Publication No 69-901, New-York, 1969.
- CARTER, H. H., "A Preliminary Report on the Characteristics of a Heated Jet Discharged Horizontally into a Traverse Current Part I - Constant Depth", Technical Report 61, Chesapeake Bay Institute, Johns Hopkins University, November 1969.
- CHANDRASEKHAR, S., "Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability", Oxford University, Oxford at the Clarendon Press, 1961.
- COOTNER, P. H. and G. O. G. Lof, "Water Demand for Steam Electric Generation", Ressources for the Future, Inc., The Johns Hopkins Press, Baltimore, Maryland, 1965.
- CSANADY, G. T., "Dispersal of Effluents in the Great Lakes", Water Research, Vol. 4, No. 1, 1970.

- DUBE, J., G. VAILLANCOURT, R. COUTURE, "Fluctuations thermiques de la masse d'eau affectée par la Centrale Nucléaire de Gentilly (Québec), L'Ingénieur, no. 288, mars 1973.
- EDINGER, J. E. and E. M. POLK, Jr., "Initial Mixing of Thermal Discharges into a uniform Current", Report No. 1, Department of Environmental and Water Ressources Engineering, Vanderbilt University, October 1969.
- EINSTEIN, H. A., and J. A. HARDER, "An Electric Analog Model of a Tidal Estuary", Journal, Waterways and Harbors Division, Proceedings ASCE, Vol. 85, No. WW3: 161 - 164, September 1959.
- FAN, LOH-NIEN, "Turbulent Buoyant Jets into Stratified or Flowing Ambient Fluids", Tech. Report No. KH-R-15, W. M. Keck Lab. of Hydraulics and Water Ressources, California Inst. of Tech., Pasadena, Calif., June 1967, 196 p.
- HARDER, J. A., and F. D. MASCH, "Non-Linear Tidal Flows and Electric Analogs", Journal, Waterways and Harbors Division, Proceedings ASCE, Vol. 87, No. WW4, November 1961, pp. 27 - 40.
- HARLEMAN, D. R. F., "Mechanics of Condenser-Water Discharge from Thermal-Power Plants", Engineering Aspects of Thermal Pollution, edited by F. L. Parker and P. A. Krendel, Vanderbilt Univ. Press. Nashville, Tenn., 1969, pp. 144-164.
- HAUSSER, BOULANGER, Rapport interne (non-accessible), 1974.

- HAYASHI, T. and N. SHUTO, "Diffusion of Warm Water Jets Discharges Horizontally at the Water Surface", Proceedings, Twelfth Congress of the International Association for Hydraulic Research, Colorado State University, F. T. Collins, 1967, pp. 47-59.
- HIRST, E. A., "Analysis of Round, Turbulent, Buoyant Jets Discharged to Flowing Ambients", ORNL-4685, Oak Ridge National Laboratory, 1971.
- JOY, J., "An Electric Analogue Model for the Study of Long Waves and Seiches in Chesapeake Bay", Defense Atomic Support Agency Report DASA-1678, June 1965.
- LIST, R. J., "Smithsonian Meteorological Tables", 6th Rev. Ed., Vol. 114, The Smithsonian Institute, Washington, 1951.
- LOFQUIST, D., "Flow and Stress Near an Interface Between Stratified Liquids", The Physics of Fluids, Vol. 3, No. 2, March - April 1969.
- MERRITT, W. F., "A Study Dilution in the St. Lawrence River of the CANDU-BLW Reactor Site, Rapport CRNL-69, Chalk River Nuclear Laboratories: 1-5, 1967.
- MURTHY, C. R., "An Experimental Study of Horizontal Diffusion in Lake Ontario", Proc. 13th Conf. Great Lakes Res., 1970, 477-489, Internat. Assoc. Great Lakes Res.
- PRITCHARD, D. W., "Three-dimensional Models", in Estuarine Modeling: An Assessment, Environmental Protection Agency, Water Pollution Control Research Series, 16070 DZV, 1971.

- RAPHAEL, J. M., "Prediction of Temperature in Rivers and Reservoirs, J. Power Division of Proc. Amer. Soc. Chem. Engrs. 88 (1962), 157.
- SCHMIDT, E., "VDI-Wasserdampfatafeln", 6th Ed., Springer Verlag, Munich (1963), 24.
- SCORER, R. S., "Experiments on Convection of Isolated Masses of Buoyant Fluid", Department of Meteorology, Imperial College, London.
- SERVICE RADIOPROTECTION, "Etude de dilution des effluents liquides de la Centrale Nucléaire de Gentilly dans le fleuve Saint-Laurent", 1970.
- SHUBINSKI, R. P., et al, "Computer Simulation of Estuarial Networks", Journal, Hydraulics Division, Proceedings ASCE, Vol. 91, No. HY5, September 1965, pp. 33-49.
- SIMONS, T. J., "Development of Three-Dimensional Numerical Models of the Great Lakes", Scientific Series No. 12, Inland Waters Directorate, Canada Centre for Inland Waters, Burlington, Ontario, 1973.
- TAMAI, N. R. L. WIEGEL, and G. F. TORNBERG, "Horizontal Surface Discharge of Warm Water Jets", Journal of the Power Division, Am. Soc. of Civil Eng., Vol. 95, No. P02, Proc. Paper 6847, October 1969, pp. 258-276.
- TSANG, GEE, "Entrainment of Ambient Fluid by Two-Dimensional Starting Plumes and Thermals", Atmospheric Environment Pergamon Press 1972, Vol. 6, pp. 123 - 132, Printed in Great Britain.

TURNER, J. S., "The Dynamics of Spheroidal Masses of Buoyant Fluid", Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, Massachusetts, U.S.A., 1964.

VAILLANCOURT, G., R. COUTURE, E. LACOURSIERE, J. DUBE, "Influence de l'apport thermique originaire de la Centrale Nucléaire Gentilly", Université du Québec à Trois-Rivières, Mai 1973.

WANG, C. P., "Motion of an Isolated Buoyant Thermal", Department of Aerospace and Mechanical Engineering Sciences and Institute for Pure and Applied Physical Sciences, University of California, San Diego, La Jolla, California 92037, 1970.